PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. April 1905. Redaktionsschluss für No. 8 am 12. April 1905. 6. Jahrgang.

INHALT:

Eugen Englisch (Nachruf von K. Schaum.) S. 193.

Originalmitteilungen:

O. E. Meyer, Das physikalische Institut der Universität zu Breslau. S. 194.

J. Zenneck, Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie. S. 196.

C. Hess, Notiz über das Leuchtendmachen evakuierter Röhren durch Reibung. S. 200.

A. Cruse, Über die elektrische Kataphorese des destillierten Wassers durch poröse Tondiaphragmen (Pukallmasse), insbesondere ihre Abhängigkeit von Temperatur und Stromdichte. S. 201.

A. E. Haas, Über ein Masssystem, das die Längeneinheit und die Lichtgeschwindigkeit als Grundeinheiten enthält. S. 204.

F. Giesel, Über das Vorkommen von Radium und radioaktiven Edelerden in Fango-Schlamm und in Ackererde von Capri. S. 205.

J. W. Giltay, Ein geschlossener Quecksilber-Kommutator. S. 206.

H. Lorenz, Die Wasserströmung in rotierenden Kanälen. (Nachtrag.) S. 206.

S. Guggenheimer, Über die Anwendung der Theorie der universellen Schwingungen auf das Gleichgewichtsproblem des Saturn und seiner Ringe. S. 207.

W. von Żukotyński, Eine Vereinfachung der Experimente mit der schiefen Ebene. S. 207.

R. A. Houstoun, Über die Wirkung einer Oberflächenschicht bei Totalreflexion. S. 208.

F. Fischer, Über die Wirkung ultravioletten Lichtes auf Glas. S. 216.

S. Tereschin, Die Wärmeabgabe glühender Fäden und die Lorenzsche Formel. S. 217.

Besprechungen:

F. A. D. Fitz-Gerald, Carborundum. S. 219.

S. Cowper-Coles, Elektrolytisches Verfahren zur Herstellung parabolischer Spiegel. S. 219.

F. A. D. Fitz-Gerald, Künstlicher Graphit. S. 220.

E. Günther, Die Darstellung des Zinks auf elektrolytischem Wege. S. 220.

W. Voigt, Thermodynamik. II 2. S. 220.

J. Kepler, Dioptrik. S. 220.

B. Donath, Die Einrichtungen zur Erzeugung der Röntgenstrahlen. S. 221.

A. Winkelmann, Handbuch der Physik. VI: S. Czapski, Optische Instrumente nach Abbe. S. 222.

Jahrbuch der Elektrochemie und angewandten physikalischen Chemie. X. S. 223.

K. Drucker, Die Anomalie der starken Elektrolyte. S. 223.

R. A. Lehfeldt, Elektrochemie. S. 223.

H. v. Jüptner, Lehrbuch der physikalischen Chemie für technische Chemiker. II. S. 223.

A. Höfler, Physik mit Zusätzen aus der angewandten Mathematik, aus der Logik und Psychologie und mit 230 physikalischen Leitaufgaben. S. 223.

A. Santos-Dumont, Im Reiche der Lüfte. S. 224.

E. Haentzschel, Das Erdsphäroid und seine Abbildung. S. 224.

Personalien. S. 224.

Gesuche. S. 224.

Eugen Englisch †.

Am 14. März wurde uns ein treuer Mitarbeiter, der Privatdozent an der kgl. technischen Hochschule zu Stuttgart, Dr. Eugen Englisch, durch den Tod entrissen. Seit 1900 hat der Verstorbene für unsere Zeitschrift den Referatenteil „Wissenschaftliche Photographie" bearbeitet.

Eugen Englisch war am 2. Oktober 1869 zu Teinach i. Württ. geboren; nach Absolvierung des Realgymnasiums zu Mannheim studierte er 1887—1893 in München, Tübingen, Hannover, promovierte am 17. Mai 1893 in Tübingen und war 1894/95 Assistent am physikalischen Institut zu Heidelberg, 1895/96 (sowie vertretungsweise 1898) zu Tübingen. Am 12. Januar 1901 habilitierte er sich an der technischen Hochschule zu Stuttgart für das Fach der wissenschaftlichen Photographie mit einer Antrittsvorlesung über „Die Photographie als Wissenschaft".

Englischs Arbeiten behandelten zuerst die Beziehungen zwischen thermoelektrischer Kraft und Leitfähigkeit von Legierungen (Wied. Ann. 45 und 50), die Wirkung elektrischer Entladungen, besonders des Blitzes auf den Kohärer (Elektrotechn. Zeitschr. 18), (er war mit Studien über ein System der Funkentelegraphie beschäftigt, ehe Marconis Versuche bekannt wurden,) u. a. Vor allem lag aber Englisch die wissenschaftliche Photographie am Herzen; durch die Begründung eines eigenen Fachblattes für dieses Forschungsgebiet (Archiv f. w. Ph. 1899, Zeitschr. f. w. Ph. 1903) hat er bei vielen deutschen Physikern und Chemikern das Interesse für jenen wichtigen Zweig der Naturwissenschaft geweckt, wie die immer grösser werdende Zahl von Publikationen wissenschaftlich-photographischen Inhalts beweisen.

Englisch selbst hat eingehend das Schwärzungsgesetz für Bromsilbergelatine (Halle 1900), die Wirkung intermittierender Belichtung, den Verlauf der photochemischen Induktion, die Natur des normalen wie des solarisierten latenten Bildes, die Mechanik der Entwicklung u. a. untersucht. Sein vortreffliches „Photographisches Compendium" (Stuttgart 1902) stellt das erste auf moderner Grundlage geschriebene Lehrbuch der Photographie dar.

Allzufrüh ist Englisch dahingegangen; sein Name wird aber mit der Geschichte der wissenschaftlichen Photographie dauernd verknüpft bleiben.

Karl Schaum.

(Eingegangen 22. März 1905.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das physikalische Institut der Universität zu Breslau.

Von Oskar Emil Meyer.

Unter der grossen Zahl von Neubauten, welche das Ministerium der Universität Breslau bewilligt hat, befand sich auch das physikalische Institut, das gegen die Wende des Jahrhunderts zur Ausführung kam. Als Bauplatz wurde ein Grundstück zur Verfügung gestellt, welches ein Gasthaus, das den Spottnamen Nudeltopf führte, gewesen, jedoch kurz vorher vom Domkapitel angekauft war. Dann erwarb es auf Empfehlung von Herrn Geh. Ober-Finanz-Rat Germar die Universitätsbehörde. Das Grundstück liegt an dem kleinen Platz hinter der Kreuzkirche, dessen östliche Seite es bildet, zwischen zwei von diesem Platze ausgehenden Strassen, welche damals beide als kleine Domstrasse bezeichnet wurden. Jetzt führt nur noch die südlichere, die der Domstrasse näher liegt, diese Bezeichnung, während die nördlichere, die nach dem botanischen Garten führt, zu

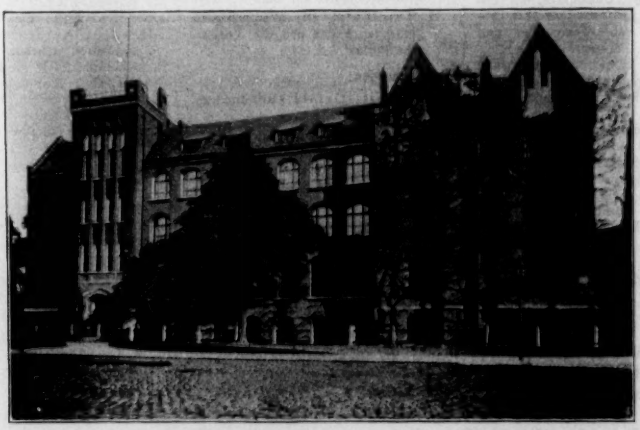


Fig. 1.

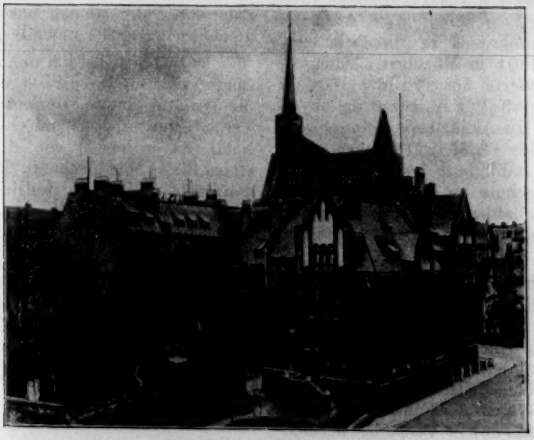


Fig. 2.

Ehren unseres verstorbenen Botanikers Göppertstrasse heisst.

Als es sich um die Beratung der Baupläne handelte, hatte ich verlangt, dass das Gebäude 3 Stockwerke enthalten sollte; das Erdgeschoss sollte die Arbeitszimmer der beiden Professoren, der Assistenten und der selbständig beobachtenden Praktikanten enthalten; im ersten Stockwerk sollten zwei Hörsäle und zwischen ihnen der Saal für die Sammlung von Apparaten untergebracht werden; endlich sollte das zweite Stockwerk die Räume für das Praktikum enthalten, welche für die Ausbildung junger Anfänger erforderlich sind.

Diesen Plänen gemäss zeigt die Ansicht des Gebäudes, welche in Figur 1 dargestellt ist, drei Reihen von Fenstern übereinander. Trotzdem ist zu erwähnen, dass meine Forderungen nicht ganz erfüllt worden sind. Als ich nach Einreichung der Pläne in Berlin war, wurde mir im Ministerium mündlich eröffnet, die Entwürfe seien viel zu teuer und müssten auf ein geringeres Mass gebracht werden. Ich erklärte mich sofort bereit, auf das obere Stockwerk zu verzichten und das Anfänger-Praktikum im Erdgeschoss unterzubringen, wenn noch einige Praktikantenzimmer im Kellergeschoss eingerichtet würden.

Als es aber an die Ausführung des Baues ging, war ich sehr überrascht, als an der Aussenseite des Gebäudes die drei Stockwerke, wie ich sie gewünscht hatte, erschienen. An der Hofseite aber hatte der grosse Saal im zweiten Stockwerke keine Fenster erhalten, sondern das Dach ist bis zum ersten Stockwerk herabgeführt, wie es die zweite Ansicht des Gebäudes zeigt, die die Rückseite darstellt und von einem oberen Fenster des Museums im botanischen Garten aus aufgenommen ist.

Nach diesen Bemerkungen über die Entstehungsgeschichte der Baupläne wird ihre Art und Weise schon ziemlich verständlich sein. Es bedarf aber noch einer Besprechung der Grundrisse. Ihre Gestaltung wurde bestimmt

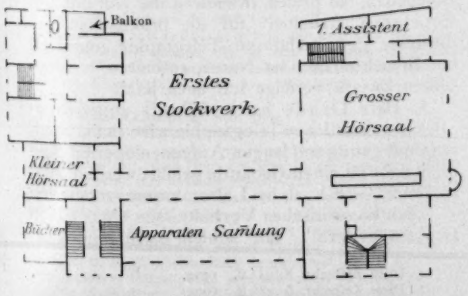


Fig. 3.

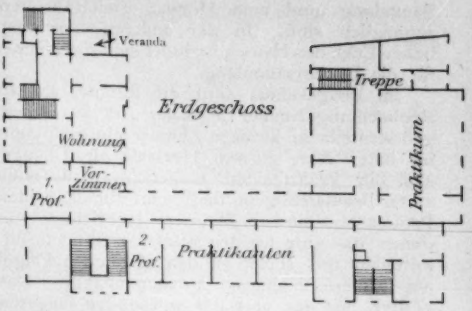


Fig. 4.

durch die Forderungen, die für die einzelnen Stockwerke aufgestellt waren. Besonders entscheidend waren die Bedingungen für das erste Stockwerk, in dem zwischen 2 Hörsälen der Saal für die Apparatensammlung liegen sollte. Da die Länge des Bauplatzes nicht ausreichte, alle 3 in einer Reihe herzustellen, so mussten die beiden Hörsäle in zwei kurze nach hinten, also nach Osten gerichtete Seitenflügel verlegt werden. Der grössere Hörsaal erhielt seinen Platz im südlichen Flügel, um ihm möglichst viel Sonnenlicht zu sichern. Der Saal erhielt vor seinem westlichsten Fenster einen weit vorragenden Balkon, auf dem ein Heliostat aufzustellen war, der das Sonnenlicht in der Richtung der Längsausdehnung des Experimentiertisches in den Saal hineinwirft. Andererseits kann der Tisch und der ganze Saal elektrisch beleuchtet werden, entweder durch Bogenlicht oder durch eine Reihe von einigen 20 Glühlampen. Wird diese Beleuchtung gewünscht, so werden die 6 Fenster durch Filzrouleaux verdunkelt, die durch einen elektrischen Motor bewegt werden. Um Fall- und Pendelversuche im Hörsaale ausführen zu können, ist die Decke über dem Tische mit 2 durch Klappen verschliessbaren Öffnungen versehen, so dass die Höhe bis zum Dachstuhl für das Experiment verfügbar ist, wenn die Klappen geöffnet sind. Bei einem Fallversuch wird dann der Faden, der die zum Versuch dienenden Kugeln hält, elektrisch abgebrannt.

Der kleinere Hörsaal musste in den nördlichen Flügel verlegt werden, wo er für die Benutzung der Sonnenstrahlen nicht so günstig liegt. Aber ein südlich davor gelegenes kleineres Vorbereitungszimmer bekommt Sonne genug, um dem Hörsaal durch eine geöffnete Thür einen Strahl durch einen Heliostaten zuzusenden.

Für den grossen Hörsaal sind die Vorbereitungszimmer in der südwestlichen Ecke des Gebäudes eingerichtet, so dass sie von der

Sammlung und vom Hörsaal gleich bequem zugänglich sind. In der anderen, nordwestlichen Ecke des Hauses befindet sich das Zimmer für die Büchersammlung.

Im Erdgeschoss sind die Räume, um als Beobachtungszimmer jeglicher Art zu dienen, grösstenteils in kleinere Zimmer eingeteilt; nur ist unter dem grossen Hörsaale ein Übungssaal für Praktikanten eingerichtet, die noch steter Beaufsichtigung bedürfen. Für die beiden Professoren sind 2 Zimmer eingerichtet, von denen das eine für den älteren bestimmte unmittelbar mit seiner an den nördlichen Flügel angebauten Wohnung zusammenhängt. Das andere, für den auswärts wohnenden jüngeren Professor bestimmt, befindet sich fast am Eingange. Ein Zimmer dient als Werkstatt, ein anderes ist in der Hälfte seiner Fläche eisenfrei. Zwei andere sind zu Beobachtungen bei konstanter Temperatur bestimmt; deshalb ist das eine durch seine nördliche Lage gegen die Sonne geschützt, während das andere in einem vertieften Keller liegt. In all diesen Räumen liegen im Fussboden Steine, die eine festere Aufstellung gewähren; von diesen Steinen ruht leider nur ein einziger auf einem besonderen Fundamente, das von dem Gebäude unabhängig ist; die übrigen ruhen auf dem Kellergewölbe.

Auch im Kellergeschoss befinden sich noch einige Beobachtungszimmer. Ferner stehen hier die dynamoelektrischen Maschinen und die Gasmotoren, durch welche sie angetrieben werden. Hier steht ein grösserer Gasmotor von 15 Pferdekraft und eine Dynamomaschine von entsprechender Stärke, die die Akkumulator-Batterie von 60 Akkumulatoren ladet, welche den Strom für die Lampen und für die elektrischen Aufzüge liefert. Daneben steht noch ein Gasmotor von 6 Pferdekraft, der entweder eine Gleichstrom-Maschine oder eine Wechselstrom-Maschine treiben kann. Die Gleichstrom-Maschine dient zum Laden einer zweiten Batterie von 36 Elementen, welche in 4 Teilen an verschiedenen Stellen aufgestellt ist. Diese kann durch Stöpsel-Vorrichtungen jeden Hörsaal und jeden Arbeitsplatz mit dem Strom versorgen, der gerade verlangt wird.

Im Keller ist ferner noch die Wohnung des Institutsdieners untergebracht. Es wäre für den Betrieb zweckmässiger, dort den Maschinisten wohnen zu lassen, weil er dann näher an den Maschinen wohnte. Er hat als jüngster Beamter seine Wohnung im Dachgeschoss erhalten über den im ersten und zweiten Stockwerk liegenden Wohnungen der Assistenten, welche von derselben Treppe, die die Zuhörer zum grossen Hörsaal benutzen, aus erreicht werden.

Es ist das die vom Thorweg an der kleinen Domstrasse hinaufführende Treppe. Eine zweite Treppe führt vom Eingange am Kirchplatze hinauf zum kleinen Hörsaal, zur Apparatensammlung und zum Bücherraum. Eine dritte ist die kleine Verbindungstreppe, welche vom Keller am Praktikum im Erdgeschoss und am grossen Hörsaal im ersten Stock vorbei nach dem zweiten Stockwerk führt.

Im zweiten Stockwerk sind noch Räume für Beobachtungen frei, falls sie nicht von der zukünftigen technischen Hochschule beansprucht werden. Neben dem grossen Saal liegt eine Reihe von Nebenzimmern, die jetzt für photographische Zwecke eingerichtet und mit Dunkelkammer versehen sind.

Am anderen Ende befindet sich über dem Bücherraum noch ein Zimmer, das ich mehrfach zu Vorlesungen über mathematische Physik benutzt habe.

Die turmartig ausgebaute Treppe an der Seite des Kirchplatzes lässt in ihrer Mitte Raum für Fall- und Pendelversuche; sie endigt mit einer Plattform, die zu astronomischen Demonstrationen dienen kann; von hier aus führt ein Bohlenweg über das Dach des Mittelbaues zum platten Dach über dem grossen Hörsaal, das für denselben Zweck bestimmt ist.

(Eingegangen 3. März 1905.)

Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie.

Von J. Zenneck.

Herr Drude hat sich kürzlich[1]) gegen verschiedene Punkte meiner früheren Mitteilung[2]) ausgesprochen. Ich kann seine Ausführungen zum grössten Teil nicht für begründet halten.

Ich gehe auf diejenigen Stellen nicht ein, in denen Herr Drude die Erwartung ausspricht, dass man einmal in der Zukunft aus seinen Formeln und Methoden Nutzen ziehen könnte. Ich bezweifle nicht, dass das vielleicht einmal der Fall sein wird. Allein ich hatte als Zweck meiner früheren Mitteilung ausdrücklich angegeben, zu prüfen, inwieweit die von mir besprochenen Arbeiten „für die praktischen Bedürfnisse der drahtlosen Telegraphie unmittelbar Brauchbares oder Neues enthalten." Denselben Zweck verfolge ich auch jetzt.

1. Herr Drude hatte früher[3]) angegeben: „Bei der drahtlosen Telegraphie wird man, wenn man mit genügend langen Antennen operiert, die nicht nahe an einem Gebäude geführt werden, sich viel eher" — d. h. als bei Laboratoriumsversuchen — „den theoretischen Verhältnissen eines freien Drahtes nähern." Mir schien darin eine Ver-

1) Diese Zeitschr. **5**, 745 ff., 1904.
2) Diese Zeitschr. **5**, 586 ff., 1904.
3) Ann. d. Phys. **11**, 957, 1903.

kennung der Thatsachen zu liegen und ich hatte deshalb auf die wirklichen Bedingungen hingewiesen.[4]) Um die Verhältnisse bei Landstationen zu charakterisieren, hatte ich eine Ostseestation beschrieben und dabei gesagt[4]): „Die Drahtseile müssen bis nahe an die Spitze des Mastes gehen, wenn der Mast auf die Dauer den Stürmen an der See standhalten soll." Dem stellt Herr Drude nun eine Beschreibung der Ostseestationen von Herrn Eichhorn gegenüber, in der es heisst: „auch wurde dafür Sorge getragen, dass der Luftdraht möglichst entfernt von den eisernen Pardunen lag, welche die Masten hielten."

Ich hatte, um von vornherein jeden Zweifel an den thatsächlichen Verhältnissen abzuschneiden, eine photographische Abbildung der Station beigegeben. Aus derselben geht hervor, dass die Höhe, bis zu welcher die Pardunen gehen, ca. $^9/_{10}$ der ganzen Masthöhe ist, ferner, dass der Abstand zwischen Antenne und Pardunen nur etwa $^7/_{100}$ der Länge des vertikalen Teils der Antenne ist. Meine Beschreibung war also vollkommen korrekt. Hält man damit die durchaus richtige Bemerkung von Herrn Eichhorn zusammen, so kann daraus nur geschlossen werden: es ist bei Landstationen eben nicht möglich, den Luftdraht sehr weit, d. h. einer Entfernung, die gross ist, auch nur gegen die Senderlänge, von den eisernen Pardunen, welche den Mast halten, zu befestigen und damit die theoretischen Verhältnisse eines freien Drahtes zu realisieren.[5])

2. Trotzdem wäre es denkbar, dass die Formeln von Drude bei Landstationen die Wellenlängen genügend richtig geben. Es handelt sich dabei praktisch um die Frage: Sind die Formeln so genau, dass sie eine experimentelle Bestimmung der Wellenlänge unnötig machen?

Herr Drude führt ein Beispiel an.[6]) Es war als Wellenlänge[7])

beobachtet	nach Drude berechnet	Differenz
280	375	34 Proz.
300	375	25 „
280	315	12,5 „
300	315	5 „

Ich will annehmen, dass der günstigste Fall vorliegt: Differenz zwischen Beobachtung und Berechnung 5 Proz. Auch dann ist zu schliessen, dass die Formeln eine experimentelle Bestimmung nicht ersparen können. Wenn es sich um abgestimmte Telegraphie und damit lose gekoppelte Systeme handelt, ist eine Verstimmung von 5 Proz. im allgemeinen unzulässig.[8]) Eine solche Verstimmung zwischen Primär- und Sekundärsystem des Senders würde z. B. den Effekt im Sender auf ungefähr die Hälfte des Werts bei Resonanz herabdrücken.

Verlangt und auch experimentell geleistet wird eine Genauigkeit der Abstimmung auf etwa 1 Proz.

Zu einer vorläufigen Orientierung genügen die Formeln, wenn man wieder den günstigsten Fall voraussetzt. Eine solche lässt sich aber bekanntlich auf viel einfachere Weise gewinnen, solange, wie es im vorliegenden Beispiel der der Fall ist, die Querdimensionen der Antenne viel kleiner sind als die Längendimensionen. Die Stromverteilung auf dem Sender ist dann annähernd sinusförmig und bei einer richtig konstruierten Station liegt ein Strombauch in der Mitte der Sekundärspule. Es ist also $\lambda/_4$ = Antennenlänge + Länge der halben Sekundärspule. Auf das vorliegende Beispiel angewandt ergiebt das für die Wellenlänge[7])

beobachtet	berechnet	Differenz
280	270	3,6 Proz.
300	270	10 „
280	278	0,7 „
300	278	7,3 „

Die einfache Regel leistet also in diesem Falle mindestens ebensoviel wie die Formeln von Herrn Drude.

3. Bei Schiffsstationen giebt Herr Drude die Notwendigkeit von Korrektionen an seinen Formeln zu. Er sagt darüber[6]): „Man könnte die Korrektion leicht ermitteln durch geometrisch ähnliche Nachbildung der Verhältnisse in kleinem Massstabe im Laboratorium." Nehmen wir also den konkreten Fall an, ein Ingenieur habe die Aufgabe, eine Installation auf einem Kriegsschiffe einzurichten, und wolle die Formeln von Drude benützen. Er hätte dann nach dem Vorschlag von Herrn Drude

4) Diese Zeitschr. **5**, 586, 1904.

5) Herr Dr. Mandelstam teilt mir mit, dass bei der in Frage stehenden Station die in den Pardunen induzierten Ströme so stark waren, dass nach einem in die Nähe gehaltenen Fingerknöchel etwa 3—5 mm lange Funken überschlugen.

6) Diese Zeitschr. **5**, 746, 1904.

7) Die Unsicherheit sowohl in den beobachteten Werten als in den Daten, welche der Berechnung zu Grunde liegen, rührt davon her, dass Herr Dr. Eichhorn sich nicht mehr genau erinnert und deshalb verschiedene Zahlen als möglich angiebt. Das Beispiel ist also für den vorliegenden Zweck wenig geeignet. Ich würde auf das Beispiel nicht eingehen, wenn nicht Herr Drude selbst dazu aufforderte, an demselben die Brauchbarkeit seiner Formeln zu prüfen (diese Zeitschr. **5**, 745): „Sollte man da nicht wenigstens den Versuch machen, festzustellen, wie weit meine Formeln die ermittelte Wellenlänge darstellen? Wenn man wirklich einen Massstab an meine Formeln legen will, soll man dies thun."

8) Als Herr Drude[3]) bei Laboratoriumsversuchen eine Differenz von 5 Proz. zwischen Beobachtung und Berechnung bekam, veranlasste ihn dies zu der in 1 citierten Bemerkung. Da sich jetzt eine ebenso grosse Differenz ergiebt, so wäre konsequenterweise daraus zu folgern, dass man sich bei der drahtlosen Telegraphie den theoretischen Verhältnissen eines freien Drahtes nicht mehr nähern kann als im Laboratorium.

das Kriegsschiff oder zum mindesten dessen Takelage in kleinem Massstab nachzubilden und die Korrektion durch experimentelle Bestimmung der Wellenlänge zu ermitteln.

4. Es ist nach dem in **2** und **3** Gesagten, verständlich, dass die Formeln von Drude in der Praxis der drahtlosen Telegraphie nicht verwendet werden, trotzdem sie den betreffenden Technikern bekannt sind, dass man vielmehr die Wellenlängen stets experimentell bestimmt.[9] Wenn ich angegeben hatte[10], dass praktisch nicht das Bedürfnis vorliege, die Eigenschwingungen von Sendersystemen zu berechnen, so war das also vollkommen richtig.

Durch die Formeln von Herrn Drude hat sich demnach für die Praxis der drahtlosen Telegraphie nichts geändert. Wenn Herr Drude behauptet[6], dass „man" vor seinen Formeln bezüglich der Wellenlängen von Sendersystemen „im Dunkeln tappte", so thut er denjenigen Physikern und Technikern, die sich ernsthaft mit drahtloser Telegraphie beschäftigt haben, Unrecht.

5. Ich hatte hervorgehoben[11], dass Herr Drude in der Zusammenstellung seiner Resultate einen Satz[12] — dass Vielfachantennen mehr strahlen als Einfachantennen derselben Länge und Drahtdicke — anführt, für den in der Arbeit ein Beweis nicht enthalten ist.

Herr Drude giebt das zu, sagt aber[13], der Beweis dafür folge aus seinen Angaben durch eine Überlegung, die er für „selbstverständlich" gehalten und deshalb nicht ausgeführt habe: „da ich nachgewiesen habe, dass die Vielfach-Antenne hinsichtlich der Vergrösserung der Eigenperiode einer dicken Einfach-Antenne gleichkommt, so ergiebt sich dies nach dem Poyntingschen Satze und der unveränderten relativen Lage der elektrischen und magnetischen Kraftlinie (wenigstens in grösserer Distanz vom Sender) auch notwendig hinsichtlich der Strahlung."

Ich halte diese Überlegung nicht für selbstverständlich, sie scheint mir vielmehr das Wesentliche der Sache nicht zu treffen. Eine Einfach- und eine Vielfach-Antenne derselben Wechselzahl, deren Querschnittsdimensionen sehr klein sind gegen die Längendimensionen, haben in einer gegen die Wellenlänge sehr grossen Entfernung dasselbe Feld, wenn die Stromamplitude in denselben gleich ist. Das Wesentliche ist gerade, dass bei vorgegebener Spannung (Funkenlänge) die Stromamplitude viel grösser wird bei der Vielfach-Antenne als bei der Einfach-Antenne. Davon aber ist bei Drude nicht die Rede.

Wie die Verhältnisse thatsächlich liegen, kann wohl am besten folgendermassen gezeigt werden. Aus den theoretischen Betrachtungen von Hertz[14] lässt sich für die elektrische Feldintensität E in der Äquatorebene, auf welche es bei der drahtlosen Telegraphie ankommt, leicht folgende Beziehung ableiten:

$$E_0 = A \cdot \frac{l}{\lambda/2} \cdot \frac{\bar{i}_0}{r}.$$

Darin bezeichnet A einen vom Masssystem abhängigen Faktor, l die Länge des Senders, λ die Wellenlänge der Schwingung, i den Mittelwert des Stroms auf der Antenne, r den Abstand von derselben und der Index o die Amplitude.

Ersetzt man eine Einfach-Antenne durch eine Vielfach-Antenne derselben Länge und von demselben Drahtradius, so ändert sich bei vorgegebener Spannungsamplitude zweierlei:

a) Die Wechselzahl und damit das Verhältnis $l : \lambda/2$;

b) die Stromamplitude $\bar{i}_0$.

Das Verhältnis $l : \lambda/2$ hat Herr Drude diskutiert, mit dem Resultat, dass bezüglich der Eigenperiode eine Vielfach-Antenne einer Einfach-Antenne von grösserem Radius gleichwertig ist. Daraus folgt eben nur, dass bei beiden auch das Verhältnis $l : \lambda/2$ denselben Wert hat. Wie aus den Messungen von Drude selbst[3] hervorgeht, ist dieses Verhältnis bei Vielfach-Antennen, deren Querschnittsdimensionen klein sind gegen die Längendimensionen, nur wenig verschieden von demjenigen bei Einfach-Antennen derselben Drahtdicke. Dieses Verhältnis spielt also praktisch nur eine untergeordnete Rolle.

Vergleicht man aber bezüglich der Stromamplitude $\bar{i}_0$ Einfach- und Vielfach-Antenne derselben Länge und Drahtdicke, so findet man unter der Annahme, dass bei beiden die Strömung annähernd gleich verteilt ist, annähernd die folgenden Beziehungen:

1. $$\frac{\bar{i}_{10}}{\bar{i}_{20}} = \frac{c_1}{c_2}$$

bei Verwendung der Antenne als Marconi-Sender oder als Sekundärsystem in einer lose gekoppelten Braunschen Anordnung;

2. $$\frac{\bar{i}_{10}}{\bar{i}_{20}} = \sqrt{\frac{c_1}{c_2}}$$

bei Verwendung der Antennen als Sekundärsysteme in einer fest gekoppelten Braunschen Anordnung.

9) Nach einer freundlichen Mitteilung der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie".

10) Diese Zeitschr. **5**, 587, 1904.

11) Diese Zeitschr. **5**, 587, 1904.

12) Herr Drude sagt, ich bezweifle die Richtigkeit des Satzes, dass eine Vielfach-Antenne mehr strahle als eine Einfach-Antenne, nicht. Es scheint ihm unbekannt zu sein, dass das eine in der drahtlosen Telegraphie längst bekannte Thatsache ist.

13) Diese Zeitschr. **5**, 747, 1904.

14) Gesammelte Werke II, 147 ff.

Darin bedeutet c die Kapazität pro Längeneinheit; der Index 1 bezieht sich auf die Vielfach-, der Index 2 auf die Einfach-Antenne. Voraussetzung ist, dass bei der Verwendung als Marconi-Sender die Anfangsspannung, bei der Verwendung in der Braunschen Anordnung die Anfangsspannung im Primärsystem dieselbe ist.

Da thatsächlich die Kapazität pro Längeneinheit bei einer Vielfach-Antenne sehr viel grösser ist[15]) als bei einer Einfach-Antenne, so ergiebt sich daraus, dass auch die Stromamplitude und damit die Amplitude der elektrischen Feldintensität E bei der Vielfach-Antenne bedeutend grösser ist als bei der Einfach-Antenne. Darin liegt also die wesentliche Bedeutung der Vielfach-Antenne, nicht in der Änderung der Periode und der daraus folgenden geringfügigen Änderung der Feldintensität.

6. Zu meiner Bemerkung[16]), dass mir der von Drude vorgeschlagenen Methode (Bestimmung der Dekremente von Primär- und Sekundärsystem) die Grundlage zu fehlen scheine, sagt Herr Drude (s. S. 748): „Die Grundlage fehlt meiner Methode nicht . . ., denn die Grundlage sehe ich in den Formeln." Formeln können nur die theoretische Grundlage einer Methode bilden. Aus der Begründung meiner Bemerkung geht aber hervor, dass ich die experimentelle Grundlage meinte. Diese fehlt der Methode vorerst thatsächlich. Dass die Beziehung zwischen Schlagweite und Spannungsamplitude bei schnellen Schwingungen zur Zeit noch nicht bekannt ist, giebt Herr Drude zu. Mit Hilfe der Braunschen Röhre kann im Gebiet der Wechselzahlen der drahtlosen Telegraphie die Schwingungsamplitude nach meinen Erfahrungen, denen die Erfahrungen von Herrn Drude nicht widersprechen[17]), nicht bestimmt werden, wenn es auch nur auf eine mässige Genauigkeit ankommt.

7. Auf Grund von Versuchen hatte ich bezweifelt, dass die von Herrn Drude abgeleiteten Beziehungen für die Maximalamplitude im Sekundärsystem allgemeine Gültigkeit haben, wenn das Primärsystem eine Funkenstrecke enthält.

Der erste Einwand, den Herr Drude gegen meine Versuche erhebt[18]) („Ungenauigkeit der Funkenschlagweiten-Messungen"), ist unberechtigt. Bei einer sorgfältigen Anordnung bekommt man Schlagweiten von 3 mm noch vollkommen sicher auf $^1/_{10}$ mm.

Der zweite Einwand, es könne sich bei meinem Resultat um ein relatives Maximum handeln, ist insofern berechtigt, als ich versäumt habe anzugeben, dass ich die Koppelung weit über den Wert $k' = 0{,}25$ hinaus gesteigert und mich überzeugt habe, dass es sich nicht um ein relatives Maximum handelte. Ausserdem hatte ich, was Herr Drude beanstandet, thatsächlich mit sehr kleinen Dämpfungen gearbeitet.

Ich habe deshalb neue Versuche angestellt mit drei verschiedenen Sekundärsystemen und in allen Fällen die Koppelung bis zum Werte $k' = 0{,}6$ getrieben. Es ergab sich das folgende:

1. $\gamma_1 + \gamma_2 =$ ca. 0,1.[19])

Bei Verstärkung der Koppelung steigt die Maximalamplitude (d. h. Schlagweite) im Sekundärsystem rasch bis $k' = 0{,}24$, fällt dann ab, um gegen $k' = 0{,}6$ hin wieder anzusteigen. Der Wert bei $k' = 0{,}6$ ist um einige Prozente kleiner als bei $k' = 0{,}24$.

2. $\gamma_1 + \gamma_2 =$ ca. 0,3.

Die Maximalamplitude steigt ziemlich rasch bis $k' = 0{,}30$, fällt dann wenig ab, um bei $k' = 0{,}6$ etwa ebenso hoch anzusteigen wie bei $k' = 0{,}30$.

3. $\gamma_1 + \gamma_2 =$ ca. 0,5.

Die Maximalamplitude steigt ziemlich rasch an bis $k' = 0{,}38$, fällt dann kaum merklich ab, steigt dann sehr wenig an, um bei $k' = 0{,}6$ einen Wert zu erreichen, der um einige Prozente höher ist als derjenige bei $k' = 0{,}38$.

Vergleicht man das Resultat der Versuche 2 und 3 mit den Kurven von Drude, so zeigt sich, dass die Beziehung der Maximalamplitude im Sekundärsystem zur Stärke der Koppelung ziemlich stark abweicht von der durch Drude theoretisch abgeleiteten. Insbesondere scheint aus den Versuchen hervorzugehen, dass es in den praktisch wichtigen Fällen zwecklos ist, die Koppelung über $k' = 0{,}30$—$0{,}35$ hinaus zu steigern.

Dass die Beziehungen von Drude für den Fall eines Primärsystems mit Funkenstrecke im allgemeinen nicht gelten, kann nicht wundernehmen. Der Ableitung dieser Beziehungen liegen die Annahmen zu Grunde, dass das Dekrement des Primärkreises (1) während des Ablaufs der ganzen Schwingung konstant und (2) von der Koppelung unabhängig ist.

Die erste Annahme trifft sicher im allge-

15) Nach J. A. Fleming (Cantor lectures on Hertzian wave telegraphy S. 14, London 1903) ist die Kapazität von Vielfach-Antennen, deren Drähte einander ziemlich nahe liegen, ganz ungefähr $\sqrt{N}$ mal grösser als die Kapazität einer Einfach-Antenne derselben Länge und Drahtdicke. (N Anzahl der Drähte.) Eine Vielfach-Antenne von 50 Drähten würde also ganz ungefähr eine 7 (bezw. 2,6) mal grössere Wirkung haben als eine entsprechende Einfach-Antenne.

16) Diese Zeitschr. 5, 591, 1904.

17) Herr Drude hat nach seiner Angabe die hellen Umkehrpunkte in dem Streifen auf dem Schirm der Braunschen Röhre nicht erhalten. Dann können auch seine Schwingungen nicht regelmässig gewesen sein und es konnte kein genauer Wert der Maximalamplitude aus ihnen abgeleitet werden.

18) Diese Zeitschr. 5, 747, 1904.

19) γ_1 und γ_2 = Dekremente von Primär- u. Sekundärsystem. — Ich gebe im folgenden keine Kurven, da Herr Fischer am hiesigen Institut mit einer systematischen Untersuchung dieser Fragen beschäftigt ist.

meinen nicht zu. Schon aus diesem Grunde würde es kaum mehr als Zufall sein, wenn die Beziehungen auch für Primärsysteme mit Funkenstrecke bestehen blieben.

Dass die zweite Annahme ebenfalls nicht erfüllt sein werde, hatte ich als Vermutung angegeben. Herr Drude sagt dagegen[18]): „Dass bei stärkerer Koppelung das primäre Dekrement γ_1 zunimmt, . . . halte ich für unwahrscheinlich, denn dasselbe wird nur durch Energieverluste im Funken verursacht." Herr Drude übersieht dabei, dass die Energieverluste im Funken auch von dem Energieverbrauch im übrigen Kondensatorkreis abhängen können; es ist eine sicher festgestellte Thatsache[20]), dass der Funkenwiderstand sich ändert, wenn man den Energieverbrauch des Kondensatorkreises dadurch steigert, dass man Widerstand in die Strombahn einschaltet.

8. Herr Drude giebt zu[18]), dass man über die Abhängigkeit des Quotienten: Anfangsspannung durch Funkenwiderstand, von der Funkenlänge allgemein nichts aussagen kann. Er fährt fort: „Ebenso sind wir ja darin einig, dass innerhalb gewisser Grenzen das sekundäre Maximumpotential nur wenig von der Anfangsspannung F abhängt, wie ich es in meiner Arbeit behauptet habe." Das stimmt nicht, soweit es sich um die Verhältnisse der drahtlosen Telegraphie handelt. Für diese hatte ich richtig angegeben[21]): „Die Maximalamplitude im Sekundärsystem nimmt mit wachsender Primärspannung mindestens bis etwa 4 cm Schlagweite relativ rasch zu."

9. Herr Drude sagt[18]), für die von ihm angegebene[22]) günstigste Form des Teslatransformators beanspruche er nicht die Priorität; die wesentlichen Gesichtspunkte dafür seien schon aus einer Oberbeckschen Arbeit abzulesen. Man kann das aus der Oberbeckschen Arbeit thatsächlich ablesen. Aber Herr Drude hatte an der betreffenden Stelle[13]) auf diese Gesichtspunkte ganz besonderen Wert gelegt und sie auch in der Zusammenfassung der „Hauptresultate" am Schluss seiner Arbeit noch einmal hervorgehoben. Demnach ist es wohl begreiflich, wenn ich schloss, dass Herr Drude glaube, etwas Neues abgeleitet zu haben, und wenn ich deshalb betonte[11]), dass ich schon längst aus ähnlichen Überlegungen die richtigen praktischen Konsequenzen gezogen habe.[23])

Ebenso liegt es mit der Bestimmung der Wechselzahl durch Resonanz. Herr Drude hat in seiner Arbeit[24]), die den Titel führt „Resonanzmethode zur Bestimmung der Periode der oszillatorischen Kondensatorentladungen", nirgends angedeutet, dass er die Methode, die er jetzt als die Hertzsche bezeichnet, nicht für neu hält. Ich wies deshalb darauf hin, dass weder das Prinzip noch die praktische Verwendung der Methode neu ist.

20) W. Kaufmann, Wied. Ann. **60**, 653, 1897; ferner Messungen von G. Rempp am hiesigen Institut.

21) Diese Zeitschr. **5**, 590, 1904.

22) Ann. Phys. **13**, 542, 1904.

23) Dass ich die betreffende Form zum Patent angemeldet habe, wie Herr Drude behauptet, ist eine irrtümliche Auffassung von Herrn Drude.

24) Ann. d. Phys. **9**, 611 ff., 1902.

Strassburg i. Els., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 7. Februar 1905.)

Notiz über das Leuchtendmachen evakuierter Röhren durch Reibung.

Von Cl. Hess.

Beim Experimentieren mit einer Holtzschen Influenzmaschine und einer elektrodenlosen Röhre machte ich die Beobachtung, dass sich die Aussenseite der Röhre nach Art einer Kleistschen Flasche ladet, wenn man sie, in der einen Hand festhaltend, mit dieser auf den einen Konduktor aufsetzt und mit dem anderen Ende dem zweiten Konduktor nahebringt. Das freie Ende der Röhre überzieht sich dann gewissermassen mit einer elektrischen Haut; sie bildet das eine Beleg der Kleistschen Flasche, die haltende Hand das andere. Bei der Annäherung der freien Hand an das freie Ende der Röhre erhält man zuerst unter kräftigem Aufleuchten der Röhre und Funkenbildung gegen die Hand einen elektrischen Schlag. Nachher kann durch blosses Berühren mit einem Finger das wetterleuchtenartige Aufhellen des Röhreninhaltes noch dutzendmal herbeigeführt werden. Nach den Arbeiten über die Entladungen in elektrodenlosen Röhren darf diese Erscheinung und die naheliegende Erklärung als bekannt angenommen werden. Was ich jedoch in den eben bezeichneten Arbeiten nicht erwähnt fand, ist die Thatsache, dass man die Röhre immerfort leuchtend erhalten kann, wenn man einfach mit einer Hand, leicht berührend, über dieselbe hin- und herfährt. Ich glaubte zuerst, dass die Erscheinung noch mit der Elektrisierung durch die Maschine im Zusammenhang stehe, habe mich jedoch dann überzeugt, dass man die Röhre jederzeit, auch ohne vorheriges Elektrisieren, durch leichtes Reiben zwischen den Fingern zum Leuchten bringen kann.

Zum erstenmal dauert es je nach Umständen (Beschaffenheit der Hände und der Röhre) mehr oder weniger lang, bis der erste Lichtschimmer auftritt; wenn aber die Röhre einmal angerieben ist, so genügt schon ein leichtes

Anlegen und Verschieben eines Fingers, um die Lichterscheinung hervorzurufen. Ich untersuchte, was ich in meiner bescheiden ausgestatteten Sammlung physikalischer Apparate an entsprechendem Material auffinden konnte, nämlich grosse Glaskugeln, welche man zur Demonstration des Anoden- und Kathodenlichtes benutzt, alte Röntgenröhren und neuere Röntgenlampen, Geisslerröhren mit Sauerstoff-, Wasserstoff-, Stickstoff-, Kohlenoxyd- und Kohlendioxyd-, Argon- und Heliumfüllung, ferner Glühlampen verschiedener Herkunft und Grösse, auch einpolige und schliesslich das Torricellische Vakuum der Barometerröhre und fand, dass ausnahmslos alle mehr oder weniger leicht zum Aufleuchten gebracht werden können. Die Lichterscheinung ist jedoch nicht bei allen Röhren dieselbe. Bei den Geisslerröhren besteht sie beim leichten Bestreichen mit einem Finger nur aus einem kleinen Lichtwölkchen, das über der Berührungsstelle des Fingers liegt und bei der Bewegung etwas hinterher läuft, desgleichen bei ausgedienten Röntgenröhren. Bei Röntgenlampen und Röntgenröhren, die starke Fluoreszenz aufweisen, leuchtet die Röhre ringsum; es scheint ein ganzer Lichtcylinder mit dem Finger hin und her zu gehen. Das Licht füllt aber nicht den ganzen Hohlraum gleichmässig aus, sondern es schmiegt sich überall den Wänden an; denn der Länge nach durch die Röhre gesehen, erscheint der Hohlraum relativ dunkel; die Wände dagegen sind hell. Das Licht bildet also einen Hohlcylinder, der an der Berührungsstelle am hellsten ist.

Beim Reiben mit umgreifender Hand oder einem andern Reibmittel und schnellem Hin- und Herfahren werden die weiten Röhren so stark leuchtend, dass die umliegenden Gegenstände im Dunkelzimmer sichtbar werden und dass das Licht der Geisslerröhre anfängt, die Farbe des Gases zu zeigen. Wird eine Röntgenröhre alter Form an einem Ende gehalten und an der gegenüberliegenden Kuppe gerieben, so blitzt das Licht durch die ganze Röhre hindurch.

Die Empfindlichkeit sowohl der Geisslerröhren, als der hochevakuierten Röhren ist ausserordentlich gross. Wasserstoff-, Kohlendioxyd- und Heliumröhren, auch Röhren der zweiten Art zeigen schon Lichteffekte beim blossen Bestreichen mit einem Haarpinsel und auch dann, wenn man eine Röhre mit dem kleinsten Übergewicht auf einem Finger ruhen lässt und letztern mit der Geschwindigkeit weniger Centimeter bewegt. Glühlampen sind weniger empfindlich; bei einigen Lampen war es mühsam, das erste Aufleuchten herbeizuführen.

Die Erklärung dieser Vorgänge scheint mir nahe zu liegen. Ich stelle mir vor, dass durch das erste längere Reiben der Gasinhalt ionisiert wird. Je mehr freie negative Elektronen entstehen, desto mehr solcher werden auf der Innenseite der Röhre an der Reibstelle verdichtet und nach dem Passieren des Reibzeuges z. T. wieder losgelassen. Bei mässiger Verdünnung treffen die wegfliegenden Elektronen so grosse Mengen von Gasteilchen, dass die Lichterscheinung lokalisiert bleibt. Ist aber die Evakuierung eine hochgradige, so treffen die Projektile im Hohlraum nur wenig Gasteilchen, indes sie an den Wänden die abgestossenen positiven Ionen in erhöhter Quantität vorfinden; deshalb erscheinen die Wände heller, als der innere Hohlraum. In einer hochgradig evakuierten Röhre folgt deshalb dem leicht berührenden Finger ein mehr oder weniger breiter Lichtcylinder, in den Geisslerröhren dagegen nur ein feines Lichtwölkchen, dessen Ausdehnung mit Druck und Geschwindigkeit zunimmt. Die Beschaffenheit der Lichterscheinung kann als Kriterium für den Grad der Evakuierung benutzt werden.

Frauenfeld, d. 31. Januar 1905.

(Eingegangen 2. Februar 1905.)

Über die elektrische Kataphorese des destillierten Wassers durch poröse Tondiaphragmen (Pukallmasse), insbesondere ihre Abhängigkeit von Temperatur und Stromdichte.[1]

Von A. Cruse.

In neuerer Zeit hat man die Erscheinung der Überführung durch den elektrischen Strom für einige Probleme der Industrie, die im wesentlichen auf die Scheidung einer Flüssigkeit von festen Substanzen hinzielen, zu verwenden gesucht.[2] Bei Versuchen, die in Rücksicht auf solche Anwendungen gemacht wurden, trat bei grösseren Stromdichten eine ungünstige Beeinflussung der kataphorischen Wirkung des elektrischen Stromes durch die unvermeidliche Erwärmung der zu reinigenden Substanz in Erscheinung.

Es war demnach angezeigt, die Abhängigkeit der Kataphorese von der Temperatur experimentell festzustellen.

I. Als Elektrolyt wurde destilliertes Wasser seines hohen spezifischen Widerstandes wegen gewählt, da dasselbe nach Untersuchungen von G. Wiedemann[3] und Quincke[4] infolge dieser Eigenschaft in kurzer Zeit möglichst grosse überführte Wassermengen zu liefern versprach. Das Diaphragma bildete ein fein

1) Auszug aus der Göttinger Dissertation.
2) Graf Schwerin. D. R. P. Nr. 124430 (1900); Nr. 124509 (1901); Nr. 124510 u. 128085 (1902).
3) Pogg. Ann. **87**, 321, 1852.
4) Ibid. **113**, 513, 1861.

poröses Tondiaphragma aus Pukallmasse. Der Überführungsapparat bestand aus einer in der Mitte quergeteilten Glaswanne, zwischen deren beide Hälften das Diaphragma mit Korkdichtung gepresst war. Zu den beiden Seiten des Diaphragmas waren die Platinelektroden unverrückbar angeordnet. Der Überführungsapparat war so dimensioniert, dass eine störende Erwärmung durch den Strom vermieden wurde. Durch ein Wasserbad, in dem der ganze Apparat stand, konnte die gewünschte Erwärmung des Wanneninhaltes erzielt werden.

Die Temperaturmessung erfolgte im eigentlichen Überführungsraume, d. h. zwischen Elektroden und Diaphragma zu beiden Seiten desselben durch zwei Thermometer. Sodann wurden noch Spannungs-, Strom- (dieser wurde während des ganzen Versuchs konstant gehalten) und Widerstandsmessungen zwischen den beiden Elektroden vorgenommen. Die Ermittlung des pro gewählter Normalversuchszeit (15 Minuten) in den Kathodenraum überführten Wasserquantums geschah auf folgende Weise.

Auf den Wassermeniskus, der sich in einem mit dem Kathodenraum kommunizierenden Rohre einstellte, wurde der Fadenkreuzpunkt eines guten Fernrohrs eingestellt, und vor und nach dem Versuch das Niveau des Kathodenwassers mit Hilfe obiger Einrichtung auf gleiche Höhe gebracht. Das während des Versuches in den Kathodenraum übertretende, das Kathodenniveau erhöhende Wasserquantum wurde durch eine Abzapfvorrichtung dem Raume entnommen und ergab so das während 15 Minuten Versuchszeit bei konstantem Strome und der gewünschten Temperatur überführte Wasser. Für gleiche Wasserspiegelhöhen in beiden Wannenhälften, d. h. für die Vermeidung der die Kataphorese mechanisch beeinflussenden hydrostatischen Druckdifferenzen zu beiden Seiten des Diaphragmas wurde durch zweckentsprechende Zuflussregulierung gesorgt.

Mühevoll und zeitraubend gestaltete sich die Auffindung der Versuchsbedingungen, die für eine Versuchsreihe untereinander genügend übereinstimmende Werte der bei einer Temperatur und pro 15 Minuten überführten Wassermengen ergaben, so dass aus ihnen ein konstanter, der Temperatur entsprechender Zustand in der Kataphorese hervorging. Auf diese Schwierigkeit bei der experimentellen Behandlung der Kataphorese haben alle Forscher, die sich wissenschaftlich mit dieser Erscheinung beschäftigt haben, hingewiesen. Quincke[1]) sagt sogar, dass es ihm trotz der grössten Mühe nicht gelungen sei, mit frisch eingefülltem Wasser in grösseren Versuchsreihen konstante Zahlenwerte zu erzielen. Trotz Anwendung aller von den verschiedenen Forschern zur Beseitigung dieser Schwierigkeit vorgeschlagenen Massregeln, wie z. B. tagelanges Auskochen des Diaphragmas (G. Wiedemann) und stundenlange Berührung des Wassers mit dem Diaphragma vor dem Versuch (Freund), ist es mir nicht möglich gewesen, von Anfang an konstante Werte der überführten Wassermengen zu erhalten. Vielmehr nahmen anfänglich mit einer gleichzeitigen Widerstandserhöhung zwischen den Elektroden die kataphorierten Wassermengen bis zu einem Maximum zu, um von da ab langsam bis zu konstanten Werten abzunehmen, die aber erst nach Stunden (5 bis 6 Stunden zuweilen, wobei die Temperatur eine grosse Rolle spielte) auftraten. Eine während drei Stunden andauernde Konstanz genügte mir zur Festlegung des für die betreffende Temperatur massgebenden Wertes der überführten Wassermenge. Also nur eine längere Strombehandlung des Wassers führte zu dem Ziele. Da aber andererseits eine dauernde Strombelastung störende Erwärmung zur Folge hatte, so wurde zwischen den einzelnen Versuchen zum vollständigen Ausgleich entstandener Temperaturdifferenzen je eine Pause von 15 Minuten gemacht.

Die Versuche wurden in dem Temperaturintervall von 10° bis 70° C. angestellt, und zwar wurde dreimal dieselbe Versuchsreihe aufgenommen, wobei drei Resultate erzielt wurden, die untereinander gut übereinstimmten. Das Ergebnis der zweiten Versuchsreihe, das herausgegriffen sei und in Fig. 1 in graphischer Darstellung wiedergegeben ist, lässt erkennen, dass die elektrische Kataphorese des destillierten Wassers durch das poröse Tondiaphragma von Pukallmasse mit wachsender Temperatur bis zu einem Maximum, zwischen 35° und 40° liegend, gleichfalls zunimmt und jenseits dieser Temperatur zunächst stark, später langsam abnimmt.

Andere Kombinationen von Elektrolyt und Diaphragma werden ähnliches Verhalten zeigen, nur wird die Lage des Maximums von Fall zu Fall variieren.

Berechnet man das Verhältnis der pro Ampèrestunde kataphorierten zur elektrolysierten Wassermenge, so ergiebt sich für diesen Koeffizienten bei Zimmertemperatur aus meinen Versuchsdaten eine Zahl von der Grössenordnung 1×10^5, während G. Wiedemann $5{,}6 \times 10^5$[1]) auch für Tondiaphragma und destilliertes Wasser angiebt.

Die Technik kann aus der Rubrik über die pro Kilowattstunde überführten Wassermengen der ausführlichen, in der Originalarbeit ent-

1) Pogg. Ann. 113, 523, 1861.

1) Pogg. Ann. 87, 213, 1852.

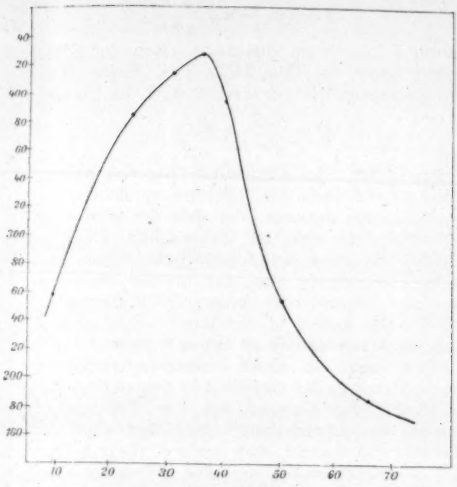


Fig. 1.

Abszisse: Temperatur in Graden Celsius.
Ordinate: Kataphorierte Wassermenge (pro Viertelstunde) in Gramm.

haltenen Tabellen entnehmen, dass sie am vorteilhaftesten bei der Temperatur des Kataphoresenmaximums arbeitet. Weiterhin ergiebt eine rohe Vergleichsrechnung mit einer anderen Entwässerungsart durch Feuer, die unter Umständen z. B. bei Blut und Milchprodukten etc. nicht anzuwenden ist, dass die elektrische Entwässerungsart der Kataphorese derjenigen durch Feuer um das 45fache bezüglich der Ausnutzung der Kohleenergie überlegen ist.

II. In einem zweiten Teile der Arbeit wurde der schon von G. Wiedemann und Quincke ermittelte Zusammenhang zwischen überführter Wassermenge und Stromdichte jedoch hier für grosse Stromdichten untersucht, wie sie in der Technik bei der Verwendung der Kataphorese eventuell zur Anwendung kommen können. Für geringe Stromdichten hatten die beiden genannten Forscher Proportionalität zwischen Stromdichte und überführter Wassermenge konstatiert. Ob dieses Proportionalitätsgesetz infolge des sich bei grossen Stromdichten geltend machenden Einflusses der Reibung der Flüssigkeit in den engen Poren des Diapragmas, der unvermeidlichen Temperaturerhöhung seine Gültigkeit behalten würde, schien mir zweifelhaft. An dem ganzen Messvorgange ist nur die Zeit eines Einzelversuches (früher 15 Minuten) entsprechend der mit wachsender Stromdichte pro Zeiteinheit zunehmenden überführten Flüssigkeitsmenge und zur Vermeidung jeder unnötigen Erwärmung verkürzt worden.

Von den zwei sehr gut übereinstimmenden Versuchsreihen sei das Resultat der ersten in graphischer Darstellung durch Figur 2 hier wiedergegeben.

Es zeigt sich also, dass bei der elektrischen Kataphorese des destillierten Wassers durch poröse Tondiaphragmen von Pukallmasse für grössere Stromdichten das Wiedemann-Quinckesche Gesetz zwischen Stromintensität und überführter Flüssigkeitsmenge seine Gültigkeit verliert, dass vielmehr mit wachsender Stromstärke der Wiedemannsche Proportionalitätsfaktor mit wachsender Stromstärke bis zu einem Maximum zunimmt, um dann wieder abzunehmen.

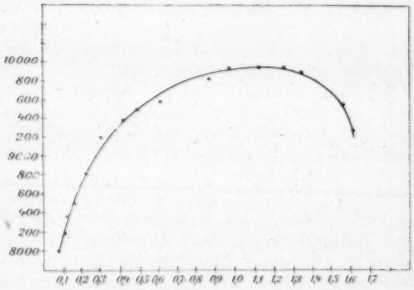


Fig. 2.

Abszisse: Stromstärke in Ampère.
Ordinate: Wiedemannsche Konstante

$$c = \frac{M}{\mathcal{J}} = \frac{\text{Überführte Wassermenge}}{\text{Stromintensität}}$$

Die Temperatur bewirkt dieses anfängliche Steigen des Faktors nicht allein, da eine Temperaturkorrektion mit Hilfe der Erfahrungen des ersten Teiles der Arbeit die Kurve nur um 30 Proz. reduziert. Das spätere Wiederabfallen der Kurve ist wohl durch die dann vorherrschende Reibung zu erklären.

Für die Technik ist wieder der Zusammenhang zwischen der Stromdichte und der pro Kilowattstunde überführten Wassermenge wichtig, den die Figur 3 in graphischer Darstellung als koinzidierende Kurve beider Versuchsreihen wiedergiebt.

Die Kurve zeigt, dass die pro Kilowattstunde überführte Wassermenge dauernd mit wachsender Stromdichte abnimmt.

Bei gegebener, in bestimmter Zeit zu überführender Wassermenge wachsen mit abnehmender Stromdichte Apparatdimensionen und -kosten. Die beste Stromdichte für eine Überführungsanlage ist demnach aus dem Diagramm 3 mit Hilfe einer Rentabilitätsberechnung so festzu-

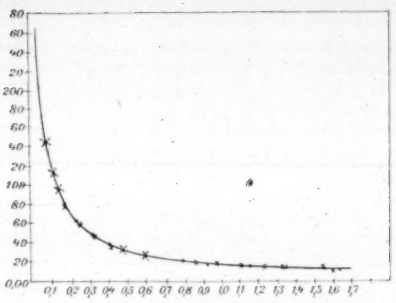


Fig. 3.

Abszisse: Stromstärke in Ampère.
Ordinate: Pro Kilowattstunde überführte Wassermengen in Kilogramm.

legen, dass die Summe Betriebskosten und Anlageverzinsung ein Minimum wird.

III. Zum Schluss sind die Resultate der Arbeit an der Hand vorhandener experimenteller und theoretischer Untersuchungen diskutiert. Freund macht in seiner Arbeit[1]) auf eine Abhängigkeit der Kataphorese bei $CuSO_4$ und $ZnSO_4$-Lösungen von der Temperatur aufmerksam und hat diese in dem geringen Temperaturintervall von ca. 14° bis 23° untersucht, wobei er unter der nicht ganz zutreffenden Annahme linearen Zusammenhanges beider zu einem Temperaturkoeffizienten von + 1,998 Proz. bezw. + 2,32 Proz. kommt. Unter derselben auch für meine Versuche nicht ganz zutreffenden Voraussetzung linearen Zusammenhanges beider ergiebt sich für meine Kombination in dem Freundschen Temperaturintervall ein Temperaturkoeffizient von + 2,215 %, der mit dem Freundschen gut übereinstimmt.

Ausführliche Theorien dieser Erscheinung sind von v. Helmholtz[2]), Lamb[3]) und Smoluchowski[4]) gegeben. v. Helmholtz kommt unter Negierung eines Gleitens der Flüssigkeit über das feste Diaphragmenmaterial hinweg zu einer Formel für die pro Zeiteinheit überführte Wassermenge, die lautet

$$U_1 = (\varphi_i - \varphi_a)\,\frac{\sigma \mathfrak{J}}{4\pi k^2},$$

wo $\varphi_i - \varphi_a$ die kontaktiv zwischen Flüssigkeit und Diaphragmenmaterial erregte Potentialdifferenz, σ den spezifischen Widerstand der Flüssigkeit, $\mathfrak{J}$ die Stromintensität und k^2 den inneren Reibungskoeffizienten der Flüssigkeit darstellt. Smoluchowski kommt zu der ganz analogen Formel

$$M = (\varphi_i - \varphi_a)\,\frac{\sigma \mathfrak{J}}{4\pi\mu},$$

während Lamb ein direktes Gleiten der Flüssigkeit über die Oberfläche des festen Diaphragmenmaterials voraussetzt und die Formel

$$U = \frac{E}{4\pi\mu}\,\sigma \mathfrak{J}\,\frac{l}{d}$$

findet, in der l den Gleitfaktor obiger Annahme entsprechend und d die Dielektrikumsdicke eines Kondensators darstellt, der gebildet wird von der kontaktiv erregten elektrischen Doppelschicht, als zwei Kondensatorbelegungen gedacht, von denen die eine in die äusserste das feste Tonmaterial berührende Flüssigkeitsschicht, die andere in die oberste Schicht des Diaphragmenmaterials zu liegen kommt.

Zieht man in einer Überschlagsrechnung die Änderungen der einzelnen in obigen Formeln vorkommenden Grössen mit der Temperatur (soweit sie experimentell festgelegt sind) in Betracht, so kommt man nach v. Helmholtz und Smoluchowski auf eine Abnahme der Kataphorese um 0,03 % pro Grad Temperaturerhöhung, während in Wirklichkeit eine Zunahme derselben um 2,21 % von mir festgestellt ist. Dieses Resultat liesse sich vielleicht nach der Lambschen Formel vorausberechnen, falls die Änderung von l und d mit der Temperatur bekannt wäre, so dass die Arbeit für die Annahme Lambs zu sprechen scheint.

(Eingegangen 21. Februar 1905.)

1) Wied. Ann. **7**, 44 1879.
2) Wied. Ann. **7**, 351, 1879.
3) Phil. Mag. **25**, 52 1888.
4) Anzeiger d. Akad. d. Wiss. in Krakau, März 1903, **3**, 182.

Über ein Masssystem, das die Längeneinheit und die Lichtgeschwindigkeit als Grundeinheiten enthält.

Von A. E. Haas.

Ein Masssystem, das die Masse als eine nach dem Newtonschen Gravitationsgesetze abgeleitete Grösse enthält, lässt eine weitere Vereinfachung zu, wenn unter Beibehaltung der Längeneinheit eine Geschwindigkeit als zweite Grundeinheit gewählt wird. Wie aus der folgenden Tabelle ersichtlich ist[1]), sind dann durch die verschiedenen Potenzen der Geschwindigkeit allein die Dimensionen vieler Grössen, namentlich der wichtigsten der Elektrizitätslehre, gegeben, so dass für diese auch ein Masssystem mit nur einer Grundeinheit ausreichen würde. Die übrigen Grössen enthalten die andere Einheit nur in niedrigen Potenzen, während gebrochene Exponenten völlig fehlen. Als Geschwindigkeitseinheit kann die der Fortpflanzung des Lichtes angenommen werden; dadurch wird es

1) Zur Unterscheidung ist für die elektromagnetisch gemessenen Grössen deutsche Schrift angewendet.

	$v-2$	$v-1$	v^0	v^1	v^2	v^3	v^4	v^5
l^{-3}							spez. Gewicht	
l^{-2}					Dichte, Winkelbeschleunigung Stromdichte	Stromdichte	Druckkraft Elastizitätsmodul Reibungskoeffizient	
l^{-1}		spez. Leitfähigkeit		Winkelgeschwindigkeit, spez. Leitfähigkeit, Oberflächendichte	Beschleunigung, spez. Magnetismus, Feldstärke, Oberflächendichte	Wärmeleitungsvermögen		
l^0	linearer Ausdehnungskoeffizient	Widerstand Leitfähigkeit	Gravitationskonstante	Geschwindigkeit, Leitfähigkeit Widerstand	Massenpotent. magnet. Pot. elektr. Pot. Stromstärke Temperatur	Stromstärke Potential	Kraft	Effekt
l^1	Kapazität	Zeit spez. Widerstand	Länge Kapazität	Diffusionskonstante Elektrizitätsmenge, spez. Widerstand	Masse Magnetismusmenge Elektrizitätsmenge	Bewegungsgrösse	Arbeit kinet. Energie elektr. Energ. Wärmemenge	
l^2			Fläche		Magnetisches Moment			
l^3			Volumen		Trägheitsmoment			

schliesslich erreicht, dass die Zahlenwerte elektrischer Grössen unabhängig davon sind, ob sie elektrostatisch oder elektromagnetisch gemessen wurden.

Göttingen, 14. Februar 1905.

(Eingegangen 14. Februar 1905.)

Über das Vorkommen von Radium und radioaktiven Edelerden in Fango-Schlamm und in Ackererde von Capri.

Von F. Giesel.[1])

Durch die Arbeiten von Elster und Geitel ist die allgemeine Verbreitung radioaktiver Substanzen (Radium) in verschiedenen Erdarten, vornehmlich in Sedimenten von Thermalquellen und in vulkanischen Erden, nachgewiesen worden.

Die Aktivität von Fango und Capri-Erde ist zwar im Vergleich mit Pechblende eine sehr geringe (etwa nur ein tausendstel), trotzdem führt das bei den Uranerzen übliche Verfahren zur Abscheidung radioaktiver Substanzen auch hier noch zum Ziele, dank der Unlöslichkeit des Radium-Baryum-Sulfats und seiner Eigenschaft, die radioaktiven Edelerden mitzufällen.

Zur Untersuchung gelangte 1. Fango-Schlamm mit circa 30 Volt Zerstreuung und 2. gewöhnliche Ackererde von Capri, die uns Hr. Dr. Cuomo auf Capri freundlichst besorgte, mit ungefähr derselben Aktivität.

1) Abdruck aus: Ber. d. d. Chem. Ges. **38**, 132, 1905.

1. Aus 60 kg feuchtem Schlamm wurde eine geringe Menge rohes Baryumsulfat gewonnen, welches 0,39 g Baryumcarbonat und 0,05 g Ammoniakfällung lieferte. Die Extraktion war aber keine ganz erschöpfende. Beide Präparate erregen den Baryumplatincyanür-Schirm, hauptsächlich das Baryumsalz. Da dieselben seit $^1/_2$ Jahr nach Erreichung der Maximal-Aktivität diese gleichmässig beibehalten haben, so ist kein Zweifel, dass sie einerseits Radium, andererseits Emanium (bestimmt durch die Abklingungskurve und durch das Verhalten des Sidotblenden-Schirmes gegenüber der Emanation) enthalten.

2. Aus 40 kg Ackererde von Capri konnte mit Salzsäure direkt das vorhandene Baryum (neben viel Calcium) extrahiert werden, da merkwürdigerweise keine Spur von Schwefelsäure vorhanden war. Die erste Extraktion, welche ohne Überschuss von Salzsäure ausgeführt wurde, lieferte nach Zusatz von Schwefelsäure eine Roh-Baryumsulfatfällung, die ergab:

I. 8,9 g Baryumcarbonat mit: Anfangsaktivität 4078 Volt[1]), nach circa 3 Wochen 1222 Volt Zerstreuung.

0,25 g Oxalat von Edelerden der Cergruppe (starke Didymlinien) mit: Anfangsaktivität 94 000 Volt, nach circa 3 Wochen 95 000 Volt Zerstreuung.

1,3 g Ammoniak-Niederschlag danach, der noch Spuren Radium enthielt mit: Anfangsaktivi-

1) Die Voltzahlen beziehen sich auf eine Zerstreuung im Elster-Geitelschen Apparat für 125 g Substanz innerhalb einer Stunde.

tät 159000 Volt, nach ca. 3 Wochen 194000 Volt Zerstreuung.

Mit einem kleinen Überschuss von Salzsäure nochmals extrahiert, wurden erhalten:

II. 2,82 g Baryumcarbonat mit: Anfangsaktivität 13276 Volt, nach circa 3 Wochen 16820 Volt Zerstreuung.

Und mit einem grösseren Überschuss von Säure zum dritten Male extrahiert:

III. 0,15 g Baryumcarbonat mit: Anfangsaktivität 33000 Volt, nach ca. 3 Wochen 192000 Volt Zerstreuung.

Man sieht, dass die Aktivität des Baryumcarbonats I zum grössten Teil nur eine induzierte war. Carbonat II enthält mehr Radium; am meisten Carbonat III der letzten Extraktion. Baryumcarbonat I und II wurden in Bromid übergeführt und fraktioniert krystallisiert. Die schwerst lösliche Fraktion (ca. $^1/_2$ g) zeigte nach dem Entwässern deutliche Eigenphosphoreszenz.

Uran konnte in beiden untersuchten Erden nicht nachgewiesen werden.

(Eingegangen 5. März 1905.)

Ein geschlossener Quecksilber-Kommutator.

Von J. W. Giltay.

Unter obigem Titel beschreibt Herr Taudin Chabot in dieser Zeitschrift **6**, 112, 1905 einen von ihm konstruierten Kommutator.

Ich möchte mir erlauben, mitzuteilen, dass ich einen ganz nach demselben Prinzip konstruierten Kommutator beschrieben habe in Wied. Ann. **3**, 1878.

Bei dem dort beschriebenen und abgebildeten Apparat befindet das Quecksilber sich in einem Holzklotz; ich habe aber auch welche gemacht, bei denen das Quecksilber sich in Glasröhren befand. Ein Exemplar davon mit zwei ganz sichtbaren Glasröhren, jedes mit 3 Pt.-Drähten, besitze ich noch; von einer etwas abweichenden Konstruktion mit 4 Glasröhrchen, je mit 2 Pt.-Drähten, habe ich damals ein Exemplar an das Physikalische Universitäts-Laboratorium in Göttingen gegeben.

Delft, Holland, 9. März 1905.

(Eingegangen 11. März 1905.)

Die Wasserströmung in rotierenden Kanälen.

(Nachtrag.)

Von H. Lorenz.

Herr Prof. Prandtl in Göttingen hatte die Freundlichkeit, mich auf eine stillschweigende Voraussetzung in den Grundformeln meiner Abhandlung in dieser Zeitschrift (**6**, 82, 1905) hinzuweisen, welche eine unnötige Beschränkung der angewandten Methode und ihrer Ergebnisse zur Folge hat. Man hat nämlich im allgemeinen auch den beiden ersten meiner Bewegungsgleichungen (3) Zwangsbeschleunigungen q_z und q_r infolge der Schaufelwirkung hinzuzufügen, sodass das in Gl. (6) eingehende Arbeitselement der Masseneinheit $q_z\,dz + q_r\,dr + q\,r\,d\varphi$ wird. Ich hatte nun angenommen, dass hierin die beiden ersten Terme verschwinden, und dass mit $\frac{\partial q_z}{\partial r} = \frac{\partial q_r}{\partial z}$ diese beiden Beschleunigungskomponenten in die stetigen Veränderungen des hydraulischen Druckes einbezogen werden könnten. Da dies nun im allgemeinen nicht zutrifft, so erscheint meine Weglassung der q_z und q_r nicht gerechtfertigt, vielmehr steht die resultierende Zwangsbeschleunigung senkrecht zur Schaufelfläche bezw. zur relativen Wasserbahn. Auf die Untersuchungen über das Strömungsbild im Meridianschnitt und die Momentgleitung (15) hat dies keinen Einfluss, da erstere an die Kontinuitätsgleichung, letztere aber an die allgemein richtige dritte Formel (3) anknüpft. Dagegen entfällt die Bedingungsgleichung (13) und mit ihr die Beschränkungen in der Wahl der Rotationskomponente w_u, welche mich z. B. auf die thatsächlich nicht vorhandene Unwirksamkeit der reinen Axialturbine geführt haben. Die praktische Anwendbarkeit der Theorie, welche im Gegensatz zu der bisherigen, und für den mittleren Wasserfaden gültigen, also eindimensionalen, als zweidimensionale zu bezeichnen wäre, kann durch die freiere Verfügung über w_u naturgemäss nur gewinnen. Ich benutze daher diese Gelegenheit, um die Folgerungen derselben in kurzen Sätzen zusammenzufassen:

1. Die Begrenzungslinien des Laufrades einer idealen Vollturbine (mit unendlicher Schaufelzahl) müssen im Meridianschnitt einer und derselben Stromfunktion Ψ mit verschiedenen Parametern genügen, deren Differenz die durchströmende Wassermenge bestimmt.

2. Die Axial- und Radialkomponenten der absoluten Wassergeschwindigkeit ergeben sich aus der Stromfunktion Ψ nach Gl. (10) durch partielle Differentiation, während die Rotationskomponente eine andere Funktion von r und z sein kann.

3. Durch die drei Geschwindigkeitskomponenten ist nicht nur die absolute Wasserbahn im Laufrad, sondern auch in den anschliessenden Elementen des Druck- und Saugrohres (Leitapparat bezw. Effusor) gegeben.

4. Im Drehmoment der Turbine sind alle Stromfäden durch Integration über den Kranzquerschnitt des Laufrades nach Gl. (15) in gleicher Weise zu berücksichtigen.

(Eingegangen 24. Februar 1905.)

Über die Anwendung der Theorie der universellen Schwingungen auf das Gleichgewichtsproblem des Saturn und seiner Ringe.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Siegfr. Guggenheimer.

Die Theorie der universellen Schwingungen, wie sie von A. Korn[1]) in die mathematische Physik eingeführt worden ist, wurde von ihrem Urheber in Bezug auf den Fall einer Kugel, resp. eines Systems von Kugeln durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, dass die Grundschwingung eines solchen Systems den Gravitationserscheinungen entspricht, dass die erste Oberschwingung zum Maxwellschen Abstossungsgesetz führt und dass die zweite Oberschwingung zu denselben Gleichungen führt, die die Kapillaritätserscheinungen darstellen. In einer vor Jahresfrist erschienenen Mitteilung[2]) habe ich diese Theorie auf den Fall eines schwach kompressiblen Kreisringes in einem inkompressiblen Medium angewandt, und habe gezeigt, dass die Grundschwingung eines solchen Ringes eine Pulsation ist, sowie dass auf grosse Entfernungen der Ring sich verhält wie eine pulsierende Kugel.

Dehnt man diese Untersuchung aus auf den Fall eines aus einer Kugel und einem sie umgebenden Ring bestehenden Systems[3]), so findet man, dass der Ring eine Schwingungskomponente in der Richtung seiner Peripherie besitzt.

Berechnet man die Kräfte, die von der Kugel auf den Ring und umgekehrt ausgeübt werden, so zeigt es sich, dass nur dann Gleichgewicht vorhanden ist, wenn der Kugelmittelpunkt mit dem Mittelpunkt des Polarkreises des Ringes zusammenfällt. Es zeigt sich weiter, dass sobald sich die Kugel aus dieser Gleichgewichtslage entfernt, Kräfte auftreten, die den Ring in die Gleichgewichtslage zurückzuführen suchen.

Berechnet man die in der Richtung der Koordinatenachsen x, y, z auftretenden auf den Ring wirkenden Kräfte, so findet man in erster Annäherung

$$X = K m_1 m_2 \frac{\sin\omega_0 (1+\lambda_0^2)\sqrt{1-2\lambda_0\cos\omega_0+\lambda_0^2}}{\lambda_0^2\sqrt{\lambda_0}}$$

$$Y = K' m_1 m_2 \frac{1-\lambda_0}{\lambda_0(1+\lambda_0)}$$

$$Z = 0,$$

wenn die x-Achse mit der Rotationsachse zusammenfällt, und die xy-Ebene das Kugelzentrum und die Rotationsachse enthält. λ_0, ω_0 sind die Neumannschen Ringkoordinaten[1]) des Kugelzentrums; K, K' m_1 und m_2 sind Konstanten, von denen die letzteren von den Dimensionen der Kugel und des Ringes abhängen.

Überträgt man diese Resultate auf das Gleichgewichtsproblem des Saturns und seiner Ringe, so sieht man, dass mit Hilfe der Theorie der universellen Schwingungen das Gleichgewicht dieses Systems erklärt werden kann, ohne dass es nötig ist, die Rotation der Ringe um den Planeten zu Hilfe zu nehmen. Auch mit der Cassinischen Hypothese sind unsere Annahmen nicht unvereinbar. Eine ausführlichere Mitteilung soll an anderer Stelle erfolgen.

1) A. Korn, C. R. vom 6. Jan. 1902; Ann. de l'éc. norm. sup. (3) 20, 1903; Bull. de la soc. math. de Charkow 1903.

2) S. Guggenheimer, Sitzungsber. d. k. B. Akad. d. Wissensch. **34**, 41, 1904.

3) Wobei das Verhältnis des Kugelradius zum Radius des Polarkreises des Ringes als klein angenommen wird.

1) C. Neumann, Theorie der Elektrizitäts- etc. verteilung in einem Ringe. Halle 1864.

München, März 1905.

(Eingegangen 11. März 1904.)

Eine Vereinfachung der Experimente mit der schiefen Ebene.

Von Wl. von Zukotyński.

Für Experimente mit der schiefen Ebene sind gewöhnlich die zu Schulzwecken hergestellten Apparate nach dem System Bertram oder Weinhold in Gebrauch. Abgesehen von der grösseren oder geringeren Bequemlichkeit, die beide Systeme dem Lehrer beim Aufstellen bieten, finden wir zwischen beiden keinen wesentlichen Unterschied, der für die Genauigkeit des Resultats von Einfluss wäre. In beiden Systemen wird die Last und Zugkraft durch ein Gewicht und ein Gegengewicht dargestellt, die mit einer Schnur verbunden sind. Jenes liegt auf der Ebene und wird durch dieses im Gleichgewicht gehalten. Am freien Ende der Ebene befindet sich eine feste Rolle, über welche die Schnur läuft.

Stellen wir uns nun kurz die Frage, ob bei dieser Konstruktion eine genaue Veranschaulichung des Ausgleichs zwischen Last und Zugkraft ermöglicht ist?

Es ist klar, dass dies nur dann möglich ist, wenn der Reibungskoeffizient der die Schnur tragenden Rolle beständig und gering ist. Leider aber ist dies nicht der Fall.

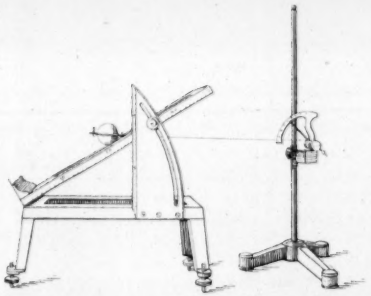
Die Resultante der Last und Zugkraft ändert bei verschiedenem Neigungswinkel der Ebene ihren Wert, indem sie stärker oder schwächer die Rollenachse herabdrückt und infolgedessen bei grösserem Neigungswinkel eine grössere, bei geringerem aber eine geringere Reibung verursacht.

Dass diese Reibung der Rolle keine Kleinigkeit ist, davon dürfte sich jeder überzeugt haben. So z. B. können, falls der Neigungswinkel mehr als 15° beträgt und eine Last von nur 100 gr durch ein entsprechendes Gegengewicht ausgeglichen werden soll — je nach der Grösse des Neigungswinkels — unter Umständen sogar mehr als zehn Gramm zum Gegengewicht zugefügt werden, ohne das Gleichgewicht auch im geringsten zu beeinflussen. Was sollen wir da von der Genauigkeit der Experimente sagen, wo 500 gr oder auch mehr als Last genommen werden.

Damit die Experimente wenigstens annähernd die Theorie beweisen können, müsste man bei den gegenwärtigen Systemen dem erwähnten Übelstande auf die Weise abhelfen, dass man bei grösserer Neigung der Ebene einfach ein kleineres Gewicht nimmt, wenn man schon den Reibungkoeffizient der Rolle bei geringerer Neigung kennt. Dadurch wird zwar die Ungenauigkeit nicht vermieden, aber doch soweit wie möglich verringert.

Der Kürze halber übergehe ich die anderen unbequemen Umstände, die der Lehrer bei den Experimenten mit den bis jetzt gebräuchlichen Apparaten hat, wie z. B. das Abwägen der Zugschale, das Auswählen der entsprechenden Gewichte und ihr Wechsel bei jeder Veränderung des Neigungswinkels der Ebene u. s. w.

Alle diese Übelstände werden durch die Anwendung einer Federwage (s. die Zeichnung)



beseitigt. Es versteht sich von selbst, dass diese Wage empfindlich sein und die einzelnen Gramme angeben muss, was bei entsprechender Zeigerlänge und Grösse der Einteilung ohne Schwierigkeit erreicht wird. Auf diese Weise wird es auch den Schülern erleichtert, sich selbst von dem Resultat des Experimentes zu überzeugen. Dass auf der schiefen Ebene keine schwerere Last in Anwendung kommen darf, als die Federwage anzugeben imstande ist, braucht wohl nicht erst erwähnt zu werden.

Um die grosse Reibung der Last auf der Ebene zu verhüten, dient am besten eine Kugel aus Elfenbein oder Papiermaché. Die Kugel läuft innerhalb eines Metallringes auf Zapfen. Damit dieser Ring immer Gleichgewicht halte und somit die ganze Last senkrecht zur Basis wirken könne, dienen zwei kleine Gewichte, die mittels Schrauben rechtwinklig zu den Zapfen, am Ringe befestigt sind.

Indem die kleinen Gewichte dem Ringe näher oder weiter zu stehen kommen, wird das Gleichgewicht des Ringes erhalten, ohne dass der Wert der kleinen Gewichte sich verändert. Sie sind von länglicher Form, daher können sie bei grösserem Neigungswinkel der Ebene und bei der Untersuchung einer horizontal wirkenden Zugkraft bequem im Schlitz der Ebene laufen.

Mittels einer auf diese Weise modifizierten Ebene kann man ohne alle Schwierigkeiten und viel bequemer, genauer und schneller, seinen Zweck erreichen. Man braucht nur das Gewicht auf die Wage zu bringen, um allen Schülern gleich den Wert desselben zu zeigen. Dann legt man es auf die unter einem beliebigen Winkel stehende Ebene und stellt die Wage auf, je nachdem die Schnur, welche sie mit dem Gewichte verbindet, parallel zur Länge oder zur Basis laufen soll. Dann giebt die Wage die Grösse der Zugkraft an zur vollständigen Befriedigung sämtlicher Anwesenden.

Für Interessenten kann noch bemerkt werden, dass Apparate dieser Konstruktion von der Firma Max Kohl, Chemnitz (Sachsen), geliefert werden.

Chyrów (Galizien), Februar 1905.

(Eingegangen 8. Februar 1905.)

Über die Wirkung einer Oberflächenschicht bei Totalreflexion.

Von R. A. Houstoun.

In den Göttinger Nachrichten 1903, S. 352, finden sich einige Beobachtungen bezüglich der relativen Phasendifferenz, die durch Totalreflexion zwischen den Komponenten einer Lichtwelle entsteht, die in der Einfallsebene und senkrecht dazu polarisiert sind. Diese wurden an einer sehr alten Glasoberfläche gemacht und es fand sich eine Abweichung von dem Fresnel-Neumannschen Gesetz, welche vollkommen mit der Formel übereinstimmt, die man unter

der Annahme ableitet, dass zwischen dem Glas und der Luft eine Oberflächenschicht besteht, deren Dicke im Vergleich zur Wellenlänge des Lichtes klein ist. Um diese Formel weiter zu verifizieren, wurden sehr dünne künstliche Oberflächenschichten von Kollodium auf einer Glasoberfläche niedergeschlagen und deren Wirkung beobachtet. Die Schichten wurden nach der Methode von Wiener hergestellt: zwei oder drei Tropfen einer sehr verdünnten Lösung von Kollodium in Äther und Alkohol wurden auf die Hypotenusenfläche eines Prismas gebracht, mit einer gleichen Fläche zusammengedrückt, so dass sich der Zwischenraum ganz ausfüllte, und dann die Flächen voneinander abgezogen. Nachdem das Lösungsmittel verdampft war, blieb eine homogene Kollodiumhaut zurück.

Es wurde ein rechtwinkliges, gleichschenkliges Prisma mit dem Brechungsindex 1,513 verwendet. Der Brechungsindex des Kollodiums ist grösser als dieser und wir hatten daher eine homogene Schicht, deren Brechungsindex nicht zwischen demjenigen von Glas und Luft lag und welche eine der durch die natürliche Schicht entstehenden entgegengesetzte Wirkung hervorbrachte. Die Schicht wurde während der Beobachtung durch eine Quantität Chlorcalcium auf dem Spektroskop-Tisch trocken gehalten. Die Gegenwart von Feuchtigkeit liess sich leicht durch die Erniedrigung des Brechungsindex der Schicht bis unter den des Glases und eine Abweichung vom Fresnel-Neumannschen Gesetz nach der anderen Richtung bemerken. Einige Schwierigkeiten traten bei der Erzeugung einer Schicht von passender Dicke auf. Wenn die Schicht zu dünn ist, ist die Wirkung von derselben Grösse wie die Messungsfehler, andererseits gilt die Formel nicht, wenn die Schicht dick ist. Die in der Tabelle gegebene Beobachtungsreihe bestätigt aber die Formel sehr gut.

Kollodium-Schicht.

Grenzwert von $\varphi = 41^0 22'$.

R	φ	Δ_0	Δ_δ	Der mittl. Fehler	$\Delta_0 - \Delta_\delta$	Δ	$\Delta - \Delta_\delta$
82° 26'	42° 30'	25°,4	22°,2	0,1	3°,2	21°,6	−0°,6
86° 38'	44° 0'	35°,3	30°,7	0,3	3°,6	31°,7	+1°,0
91° 31'	45° 30'	40°,5	37°,2	0,4	3°,3	37°,0	−0°,2
96° 2'	47° 0'	43°,5	40°,3	0,2	3°,2	40°,2	−0°,1
100° 26'	48° 30'	45°,2	42°,4	0,2	2°,8	42°,2	−0°,2
105° 10'	50° 0'	45°,9	43°,5	0,1	2°,4	43°,1	−0°,4
109° 44'	51° 30'	46°,1	43°,4	0,2	2°,7	43°,5	+0°,1
114° 18'	53° 0'	45°,8	43°,2	0,1	2°,6	43°,4	+0°,2
118° 54'	54° 30'	45°,2	43°,0	0,3	2°,2	42°,9	−0°,1
123° 28'	56° 0'	44°,3	42°,1	0,3	2°,1	42°,2	+0°,1

$\varepsilon = 0{,}029.$

R ist der Winkel zwischen den Richtungen des Kollimators und des Fernrohrs, φ der Einfallswinkel, der sich aus R durch die Formel

$$n \sin(\varphi - 45^0) = \sin \frac{R - 90^0}{2}$$

berechnet. Δ_0 ist die theoretische Phasendifferenz berechnet nach der Fresnel-Neumannschen Formel

$$\operatorname{tg} \frac{\Delta_0}{2} = - \frac{\sqrt{\sin \varphi^2 - \frac{1}{n^2}}}{\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi}$$

Δ_δ ist die beobachtete Phasendifferenz. Die nächste Reihe enthält den mittleren Fehler. Durch Substitution von Δ_δ in die Formel

$$\operatorname{tang} {}^1/_2 \Delta = \operatorname{tang} {}^1/_2 \Delta_0 - \varepsilon \frac{1}{n \sin \varphi \operatorname{tang} \varphi} \qquad (1)$$

wurde die Konstante ε bestimmt. Darauf wurde Δ mit Hilfe dieses Wertes von ε berechnet. Für die natürliche Schicht, auf die sich die früheren Messungen beziehen, war $\varepsilon = 0{,}22$. —

Ich machte dann auch Versuche, die Wirkung der Schicht bei gewöhnlicher Reflexion und Brechung zu beobachten. Im ersten Falle, bei Verwendung von Natriumlicht, war die eine Komponente bei dem Haupteinfallswinkel zu schwach, um gute Resultate zu geben. Der Vorteil bei der Bestimmung von ε durch die Beobachtung von gewöhnlich reflektiertem Licht besteht darin, dass die relative Phasendifferenz in der Nähe des Haupteinfallswinkels gross ist. Derselbe Vorteil liesse sich bei Totalreflexion dadurch erreichen, dass man den Strahl innerhalb einer planparallelen Glasplatte wiederholt reflektiert werden liesse.

Die durch eine Oberflächenschicht entstehende relative Phasendifferenz im Falle der Brechung wird durch

$$\operatorname{tang} \Delta d = -\varepsilon \sin \varphi \operatorname{tg} (\varphi - \varphi') \qquad (2)$$

gegeben, wo φ der Einfallswinkel und φ' der Brechungswinkel ist. Durch die Verwendung derselben Schicht, an der die obigen Beobachtungen angestellt sind, wurden die folgenden Zahlwerte gewonnen, von denen die auf den Übergang von Glas in Luft bezüglichen durch unbekannte Umstände unsicher gemacht worden sind.

R	φ	Δd (Luft-Glas)	Δd (Glas-Luft)
154° 0'	30° 0'	0,7°	−1°,3
154° 12'	38° 0'	0,6°	−0°,3
153° 22'	46° 0'	0,8°	−0°,0
151° 32'	54° 0'	0,7°	−1°,1

Der mit Hilfe des schon bestimmten Wertes von ε berechnete Wert von Δ_d beträgt 0,6. Da das Prisma neu und vom Brechungsindex 1,513 war, konnte die Wirkung der natürlichen

(1) P. Drude, Wied. Ann. **43**, 146, 1891.
(2) P. Drude, Wied. Ann. **43**, 145, 1891.

Schicht in den obigen Experimenten vernachlässigt werden. —

Es wurden auch Messungen bezüglich der durch eine Jodsilber-Schicht hervorgebrachten Phasendifferenz angestellt, wenn die Dicke der Schicht beträchtlicher war. Eine homogene dünne Silberschicht wurde nach Böttgers Verfahren erzeugt und in Jodsilber verwandelt. Das Jodsilber wurde so gut als möglich gegen das Licht geschützt und Kontroll-Beobachtungen zeigten, dass die Lichtempfindlichkeit der Schicht keine merkliche Fehlerquelle darstellte. Das Verfahren, wonach das Silber in Jodsilber überführt wurde, war von grosser Wichtigkeit. Wenn warmer Joddampf im Überschuss verwendet wurde, war die Schicht trübe und gab von der Theorie abweichende Resultate. Wenn dagegen ein kleines Jodkörnchen während zwölf Stunden in der Nähe der Schicht belassen wurde, erhielt man eine durchsichtige Schicht, die schöne Interferenzfarben gab, und Beobachtungen an einer nach diesem Verfahren hergestellten Schicht stimmten mit der Theorie überein. —

Alle diese Schichten stellen denselben Fall einer planparallelen Platte, deren Dicke im Vergleich zur Länge der Lichtwelle klein ist, zwischen zwei verschiedenen Medien dar, wobei Totalreflexion an der zweiten Grenze stattfindet. Die für den Fall beliebig grosser Schichtdicke geltenden Formeln folgen aus Voigts Kompendium II, S. 653, 107", aber es ist fast eben so leicht, sie aus den ersten Prinzipien abzuleiten.

Betrachten wir die zur Einfallsebene senkrecht stehende Komponente des magnetischen Vektors. Dann können wir die Ansätze für die Schwingungen in sofort verständlichen Bezeichnungen schreiben:

$$B_{e_1} = E_1 e^{iT_{e_1}}, \qquad B_{r_1} = R_1 e^{iT_{r_1}},$$
$$B_{e_2} = E_2 e^{iT_{e_2}}, \qquad B_{r_2} = R_2 e^{iT_{r_2}},$$
$$B_d = D e^{iT_d},$$

wo $T_{e_1} = \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x \sin \varphi_1 + z \cos \varphi_1}{v_1}\right)$ u. s. w.

Die Grenzbedingungen bestehen darin, dass B und $\frac{1}{\delta}\frac{\partial B}{\partial z}$ durch die Grenzen $z = 0$ und $z = l$ stetig hindurchgehen, δ soll die elektrische, μ die magnetische Permeabilität darstellen. Dann haben wir die Grenzbedingungen

$$E_1 + R_1 = E_2 + R_2, \tag{3}$$

$$\left(E_2 e^{-\frac{i2\pi l \cos\varphi_2}{T v_2}} + R_2 e^{+\frac{i2\pi l \cos\varphi_2}{T v_2}}\right) = D e^{\frac{i2\pi l \cos\varphi_3}{T v_3}} \tag{4}$$

$$(E_1 - R_1)\frac{\cos\varphi_1}{v_1}\frac{1}{\delta_1} = (E_2 - R_2)\frac{\cos\varphi_2}{v_2}\frac{1}{\delta_2}, \tag{5}$$

$$\left(E_2 e^{-\frac{i2\pi l \cos\varphi_2}{T v_2}} - R_2 e^{+\frac{i2\pi l \cos\varphi_2}{T v_2}}\right)\frac{\cos\varphi_2}{v_2}\frac{1}{\delta_2} = D e^{\frac{i2\pi l \cos\varphi_3}{T v_3}}\frac{\cos\varphi_3}{v_3}\frac{1}{\delta_3}; \tag{6}$$

dabei ist $\cos\varphi_3$ imaginär.

Wir setzen nun

$$\frac{2\pi l \cos\varphi_2}{T v_2} = L, \qquad \frac{i \cos\varphi_3}{\cos\varphi_2}\frac{\delta_2 v_2}{\delta_3 v_3} = \operatorname{tg} a,$$

dividieren (3) durch (5), (4) durch (6) und erhalten:

$$\frac{E_1 + R_1}{E_1 - R_1} = \frac{\cos\varphi_2}{\delta_2 v_2}\cdot\frac{E_2 + R_2}{E_2 - R_2}\cdot\frac{\delta_1 v_1}{\cos\varphi_1},$$

$$\frac{E_2 e^{-iL} + R_2 e^{iL}}{E_2 e^{-iL} - R_2 e^{iL}} = +i \operatorname{cotg} a;$$

aus letzterem folgt

$$\frac{R_2 e^{iL}}{E_2 e^{-iL}} = -\frac{1 - i\operatorname{cotg} a}{1 + i\operatorname{cotg} a} = +\frac{i + \operatorname{cotg} a}{-i + \operatorname{cotg} a} = \frac{\cos a + i \sin a}{\cos a - i \sin a} = e^{2ia}.$$

Nun ist $\frac{v_1^2}{\mu_1\delta_1} = \frac{v_2^2}{\mu_2\delta_2}$,

daher

$$\frac{E_1 + R_1}{E_1 - R_1} = \sqrt{\frac{\delta_2\mu_1}{\delta_1\mu_2}}\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}\cdot\frac{1 + e^{2i(a-L)}}{1 - e^{2i(a-L)}} = i\sqrt{\frac{\delta_2\mu_1}{\delta_1\mu_2}}\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}\cot(a - L).$$

Setzen wir $\frac{R_1}{E_1} = \varrho_s e^{i\triangle_s}$, so gilt

$$-\operatorname{tang}\frac{\triangle_s}{2} = \sqrt{\frac{\delta_2\mu_1}{\delta_1\mu_2}}\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}\cot(a - L).$$

Dies ist die absolute Phasenänderung, welche die zur Einfallsebene senkrecht polarisierte Komponente erleidet. Die absolute Phasenänderung des in der Einfallsebene polarisierten magnetischen Vektors ist dieselbe wie die des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten elektrischen Vektors, und infolge der Reziprozitätseigenschaft der Maxwellschen Gleichungen gilt die obige Untersuchung für den elektrischen Vektor auch, wenn man nur δ und μ vertauscht; es folgt somit

$$-\operatorname{tang}\frac{\triangle_p}{2} = \sqrt{\frac{\delta_1\mu_2}{\delta_2\mu_1}}\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}\cot(\beta - L),$$

wo

$$\operatorname{tang}\beta = +\frac{i\mu_2 v_2}{\mu_3 v_3}\cdot\frac{\cos\varphi_3}{\cos\varphi_2}.$$

Lassen wir μ wegfallen und setzen $\triangle_s - \triangle_p = \triangle$, so gilt

$$\frac{\triangle}{2} = \operatorname{arc tang}\frac{\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}}\operatorname{cotg}(a - L) - \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}\operatorname{cotg}(\beta - L)}{\frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1} + \operatorname{cotg}(a - L)\operatorname{cotg}(\beta - L)\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}},$$

wo

$$\operatorname{tang}\alpha = i\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_3}}\frac{\cos\varphi_3}{\cos\varphi_2}; \quad \operatorname{tang}\beta = i\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_3}}\frac{\cos\varphi_3}{\cos\varphi_2}.$$

Diese Formel giebt die relative Phasen-

differenz, wenn l, die Dicke der Schicht, bekannt ist. Um l als Funktion von $\triangle$, d. h. die Dicke der Schicht aus den Beobachtungen, zu finden, setzen wir $x = \alpha - L$, $y = \beta - L$, und erhalten

$$\tan\frac{\triangle}{2} = \frac{\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}}\cot g\, x - \sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}}\cot g\, y}{\frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1} + \cot g\, x \cot g\, y \frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}} =$$

$$\frac{\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}}\cos x \sin y - \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}\cos y \sin x}{\frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}(\sin x \sin y + \frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}\cos x \cos y} =$$

$$\frac{\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}}(\sin(x+y) - \sin(x-y)) - \frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}(\cos(x-y) - \cos(x-y)) + \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}(\sin(x+y) - \sin(x-y))}{\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2}(\cos(x+y) + \cos(x-y))}.$$

Daher gilt

$$\sin(x+y)\left(\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}} - \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}\right) - \tan\frac{\triangle}{2}\cos(x+y)\left(\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} - \frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}\right) = \left(\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}} + \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}\right)\sin(x-y) + \tan\frac{\triangle}{2}\left(\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} + \frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}\right)\cos(x-y).$$

Setzen wir

$$\tan\gamma = \tan\frac{\triangle}{2}\,\frac{\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} - \frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}}{\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}} - \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}}$$

und berücksichtigen, dass

$$x + y = \alpha + \beta - 2L, \qquad x - y = \alpha - \beta.$$

$$L = \frac{2\pi l \cos\varphi_2}{T v_2}$$

ist, so finden wir

$$x + y - \gamma = \arcsin\frac{\left(\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}} - \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}\right)\sin(\alpha-\beta) + \tan\frac{\triangle}{2}\left(\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} + \frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}\right)\cos(\alpha-\beta)}{\left(\left(\sqrt{\frac{\delta_2}{\delta_1}} - \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}\right)^2 + \tan^2\frac{\triangle}{2}\left(\frac{\cos\varphi_1}{\cos\varphi_2} - \frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}} =$$

$$\alpha + \beta - \gamma - \frac{4\pi l \cos\varphi_2}{T v_2}.$$

Daher kann durch eine Beobachtung l bis auf ein Vielfaches von π und aus verschiedenen Beobachtungen auch eindeutig bestimmt werden. Hier folgt eine Beobachtungsreihe.

Jodsilber $l = 1{,}40\ \lambda$.

φ	Theoretisch $-\alpha$	Theoretisch $-\beta$	Theoretisch $-\gamma$	Theoretisch $-\triangle$	Experiment. $-\triangle_s$	Der mittl. Fehler	$\triangle_s - \triangle$
42° 30	31°,1	6°,8	15°,5	63°,9	61°,3	0°,0	+2°,6
44° 0	39°,4	9°,2	21°,0	75°,2	73°,2	0°,6	+2°,0
45° 30	46°,1	11°,6	25°,1	81°,0	80°,2	2°,0	+0°,8
47° 0	50°,7	13°,6	28°,2	84°,0	82°,8	1°,0	+1°,4
48° 30	54°,2	15°,4	31°,2	84°,8	85°,1	0°,2	−0°,3
50° 0	57°,0	17°,1	32°,3	84°,8	82°,8	0°,1	+2°,0
51° 30	59°,7	18°,8	34°,3	82°,4	82°,1	0°,1	+0°,3
53° 0	61°,1	19°,7	36°,5	79°,9	82°,1	1°,6	−2°,2
54° 30	62°,6	21°,0	35°,9	76°,8	76°,4	1°,8	+0°,4
56° 0	64°,0	22°,1	36°,9	73°,2	74°,0	0°,1	−0°,8
57° 30	65°,2	23°,3	37°,2	68°,2	70°,0	2°,0	−1°,8
59° 0	66°,2	24°,2	36°,4	64°,4	64°,0	0°,1	+0°,4
60° 30	67°,1	25°,2	39°,2	59°,8	64°,8	1°,5	−5°,0
62° 0	68°,0	26°,2	36°,7	55°,3	56°,7	1°,6	−1°,4

Die Übereinstimmung ist befriedigend, wenn man neben der Schwierigkeit der Beobachtung noch in Betracht zieht, wie unvollkommen die mathematischen Annahmen experimentell realisiert sind. Bei der Berechnung von l war der positive Wert des imaginären Kosinus zu nehmen, um nicht einen negativen Wert von l zu erhalten.

Wenn die planparallele Platte, an deren zweiter Grenze Totalreflexion stattfindet, das Licht absorbiert, so wird die strenge Formel sehr kompliziert und ganz unpraktisch. Um ähnliche an Silberschichten gemachte Beobachtungen mit der Theorie zu vergleichen, wurde eine andere Methode gebraucht. Bei Silber- wie bei Jodsilberschichten haben wir in der Schicht eine Anzahl von wiederholten Reflexionen; aber wegen der Lichtabsorption in den Silberschichten ist es nur nötig, die erste in Betracht zu ziehen. Betrachten wir den senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Vektor. ϱ_s sei das Verhältnis der Amplitude der bei M reflektierten Schwingung zu der Amplitude der einfallenden Schwingung und ϱ_s'' das entsprechende Verhältnis bei N. δ_s sei das Verhältnis der bei M gebrochenen Schwingung zu der Amplitude der einfallenden Schwingung. Diese Verhältnisse sind hier komplex. Schreiben wir

$$\varrho_s = r_s e^{i\triangle_s}, \qquad \delta_s = d_s e^{i\triangle_s}, \qquad \varrho_s'' = r_s'' e^{i\triangle_s''},$$

wo r_s, d_s und r_s' reell sind, so sind $\triangle_s$, $\triangle_s'$ und $\triangle_s''$ die Phasensprünge, die die Wellen erleiden.

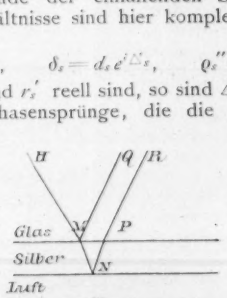


Fig. 1.

Sei $\sin T$ die in der Richtung HM einfallende Welle. Die in der Richtung MO_1 reflektierte Welle ist dann $r_s \sin(T+\triangle_s)$. Die Welle, die das Silber bei P verlässt, ist zweimal gebrochen und einmal reflektiert worden. Ihre Phase ist um L verzögert worden, weil sie den Weg MNP gehen muss.

Um die Absorption zu berücksichtigen, multiplizieren wir mit einem Faktor k, der ebenso wie L von der Dicke der Schicht abhängt. Die Welle, die das Silber bei P verlässt, ist daher $k d_s^2 r_s'' \sin(T+2\triangle_s'+\triangle_s''-L)$; und die resultierende, senkrecht zur Einfallsebene polarisierte, reflektierte Welle ist

$$r_s \sin(T+\triangle_s)+k d_s^2 r_s'' \sin(T+2\triangle_s'+\triangle_s''-L).$$

Ähnlich ist die resultierende, in der Einfallsebene polarisierte, reflektierte Welle

$$r_p \sin(T+\triangle_p)+k d_p^2 r_p'' \sin(T+2\triangle_p'+\triangle_p''-L).$$

Wenn wir die zwei harmonischen Schwingungen addieren, woraus jede Welle besteht, finden wir, dass die Phasen

$$T+\triangle_s+\operatorname{arc\,tang}\frac{k d_s^2 r_s'' \sin(2\triangle_s'+\triangle_s''-\triangle_s-L)}{r_s+k d_s^2 r_s'' \cos(2\triangle_s'+\triangle_s-L)} = T+\triangle_s+S \qquad (7)$$

und

$$T+\triangle_p+\operatorname{arc\,tang}\frac{k d_p^2 r_p'' \sin(2\triangle_p'+\triangle_p''-\triangle_p-L)}{r_p+k d_p^2 r_p'' \cos(2\triangle_p'+\triangle_p-L)} = T+\triangle_p+P \qquad (8)$$

sind. Die relative Phasendifferenz, welche wir messen, ist annähernd der Unterschied dieser Ausdrücke.

Wenn α_1 und γ_1 der Sinus und Kosinus des Einfallswinkels im Glase sind, und wenn α_2, γ_2, α_3 und γ_3 sich durch

$$u_0 \alpha_1 + u(1-i\varkappa)\alpha_2 = \alpha_3,$$

und

$$\alpha_2^2+\gamma_2^2=\alpha_3^2+\gamma_3^2=1$$

definieren lassen, dann sind (Voigts Kompendium II, S. 646)

$$\varrho_s=\frac{\alpha_1\gamma_1-\alpha_2\gamma_2}{\alpha_1\gamma_1+\alpha_2\gamma_2}, \qquad \varrho_p=\frac{\alpha_2\gamma_1-\alpha_1\gamma_2}{\alpha_2\gamma_1+\alpha_1\gamma_2},$$

$$\delta_s=\frac{2\alpha_1\gamma_1}{\alpha_1\gamma_1+\alpha_2\gamma_2}, \qquad \delta_p=\frac{2\alpha_1\gamma_1}{\alpha_2\gamma_1+\alpha_1\gamma_2},$$

$$\varrho_s''=\frac{\alpha_2\gamma_2-\alpha_3\gamma_3}{\alpha_2\gamma_2+\alpha_3\gamma_3}, \qquad \varrho_p''=\frac{\alpha_3\gamma_2-\alpha_2\gamma_3}{\alpha_3\gamma_2+\alpha_2\gamma_3},$$

und $k e^{iL}=e^{-\frac{4\pi i z_0 l n(1-i\varkappa)}{\lambda}}$. n_0 ist der Brechungsindex des Glases, n der Brechungsindex, $\varkappa$ der Absorptionsindex, l die Dicke der Schicht und λ die Wellenlänge des fraglichen Lichtes in Luft.

Bei dicker Silberschicht war die relative Phasendifferenz nicht durch die Grenzfläche Silber—Luft beeinflusst, sondern die gewöhnliche Phasendifferenz, wie sie durch Reflexion in Glas an Silber erzeugt wird. Bei dünneren Schichten dagegen zeigte sich eine deutliche Abweichung von dieser Kurve. Statt die relative Phasendifferenz, die durch die Schicht hervorgebracht war, zu untersuchen, untersuchten wir die Abweichung von der gewöhnlichen Glassilberkurve oder mit anderen Worten den Einfluss der Dünne. Die Formel für die Abweichung ist der Unterschied der arcus tang. in (7) und (8), d. h. $P-S$.

Verschiedene Beobachter haben gefunden, dass die optischen Konstanten des Silbers in dünnen Schichten verschieden sind von den Werten, die Drude durch Beobachtungen an kompaktem Silber erhielt. Dies mag seinen Grund darin haben, dass die Dicke der Schicht mit der mittleren freien Weglänge des freien Elektrons vergleichbar ist. Glücklicherweise beeinflusst diesen Unterschied nur eine der Funktionen ϱ_p, ϱ_s u. s. w. merklich, nämlich $\triangle_s''$. Wir fanden, dass P gegen S vernachlässigt werden konnte und dass $2\triangle_s'$ mit genügender Annäherung gleich $\triangle_s$ war. Hierdurch wird die Formel für die Abweichung so vereinfacht:

$$\operatorname{arc\,tang}\frac{k d_s^2 r_s'' \sin(\triangle_s''-L)}{r_s+k d_s^2 r_s'' \cos(\triangle_s''-L)}.$$

Die Änderung von k und L mit dem Einfallswinkel konnte vernachlässigt werden. Wir fanden als Resultat mehrerer Versuche, dass die Werte $n\varkappa = 3{,}67$ und $n = 0{,}61$ (gegen Drudes $n\varkappa = 3{,}67$ und $n = 0{,}18$) die besten Ergebnisse lieferten. Sechs Beobachtungsreihen der Abweichung sind in der nächsten Tabelle gegeben zusammen mit den theoretischen Werten, die für $\frac{l}{\lambda}=0{,}070$ und $\frac{l}{\lambda}=0{,}055$ berechnet wurden, und den in der Rechnung benutzten von d_s^2 und r_s''.

Beim Vergleich der experimentellen und theoretischen Resultate finden wir nicht viel Ähnlichkeit. Die Abweichung findet nach der richtigen Seite statt und hat ihr Maximum nahe der richtigen Stelle, aber die Formen der Kurve sind verschieden. Wir erhalten keine Verbesserung, wenn wir die Glieder, die wir vernachlässigt haben, mit berücksichtigen. Die Übereinstimmung, soweit sie eben besteht, ist die beste, die man bekommen kann, wenn man die Theorie der planparallelen homogenen Platte benutzt. Wenn die Dicke der Silberschicht $^1/_{20}$ der Wellenlänge des Natriumlichtes beträgt, wie bei den obigen Versuchen, dann können wir sie nicht mehr als homogen betrachten und daher offenbar keine Übereinstimmung mit der Formel erwarten, die ja unter dieser Voraussetzung abgeleitet ist.

Silber-Schichten.

Einfallswinkel	Beobachtete Abweichung 1	2	3	4	5	6	Berechnete Abweichung $\frac{l}{\lambda}=0{,}055$	$\frac{l}{\lambda}=0{,}07$	d_s	r_s''
39° 50	—	—	1°	—	8°	2°	4°	5°	2,8	0,85
41° 0	2°	0°	3°	2°	4°	1°	1°	2°	2,8	0,89
42° 30	1°	0°	1°	4°	15°	12°	— 3°	— 4°	2,8	1,00
44° 0	0°	1°	3°	6°	25°	23°	— 7°	— 9°	2,7	2,32
45° 30	—2°	1°	4°	9°	35°	36°	27°	60°	2,7	4,85
47° 0	+3°	3°	6°	12°	39°	39°	18°	41°	2,7	3,61
48° 30	+2°	5°	9°	11°	41°	42°	15°	36°	2,6	3,21
50° 0	—2°	2°	4°	9°	32°	39°	12°	26°	2,6	2,69
51° 30	—1°	—	5°	5°	30°	37°	10°	24°	2,5	2,56
53° 0	—1°	—	1°	8°	25°	34°	10°	20°	2,5	2,40
54° 30	—	—	0°	—	18°	32°	9°	18°	2,4	2,26
56° 0	—	—	1°	—	16°	24°	8°	16°	2,4	2,15
57° 30	—	—	—	—	10°	19°	8°	15°	2,3	2,08
59° 0	—	—	—	—	3°	—	7°	14°	2,3	1,99
60° 30	—	—	—	—	1°	10°	7°	13°	2,2	1,96
62° 0	—	—	—	—	1°	5°	6°	12°	2,2	1,93

Die Werte von d_s und r_s'' sind sehr auffallend, besonders der Wert von r_s''. In dem gewöhnlichen Falle der Totalreflexion kann d_s gleich 2 werden, aber r_s'' kann viel grössere Werte haben. Wenn wir $\alpha_2\gamma_2 = m + ip$ und $\alpha_3\gamma_3 = -is$ setzen, wo m, p und s reelle positive Grössen sind, dann wird

$$r_s'' = \left|\frac{m+i(p+s)}{m+i(p-s)}\right|.$$

m ist klein gegen p für die Metalle Gold, Silber und Natrium. Folglich ist r_s'', der maximale Wert von r_s'', gleich $\frac{2p}{m}$. $\frac{p}{m}$ ist das Verhältnis des imaginären zu dem reellen Teile von $\alpha_2\gamma_2$, oder das Verhältnis des imaginären zu dem reellen Teile von α_2, da γ_2 reell ist. Nun ist α_2 gegeben durch

$$n_0\,\alpha_1 = n\,(1 - i\varkappa)\,\alpha_2\,.$$

Daraus folgt $r_s'' = \frac{2p}{m} = 2\varkappa$.

Wenn wir Drudes Werte von n und $\varkappa$ nehmen, erhalten wir folgende Werte von r_s'':

Metall	n	$n\varkappa$	r_s''
Silber	0,18	3,67	41
Gold	0,37	2,82	15
Natrium	0,005	2,61	1043

Wenn n gleich Null wäre und $n\varkappa$ von Null verschieden (Lord Kelvins „ideal silver"), so würde r_s'' unendlich gross werden. Wenn man eine sehr dünne Natriumschicht hätte und ein Lichtstrahl wiederholt im Innern der Schicht im richtigen Winkel reflektiert würde, so würde seine Intensität sehr vergrössert werden. Dies wäre im Widerspruch mit dem Energieprinzip. Die Erklärung dieses Widerspruches ist natürlich darin zu suchen, dass die geometrischen Reflexions- und Brechungsgesetze in so dünnen Schichten nicht gelten.

Die Wirkung der natürlichen Oberflächenschicht ist klein und daher schwierig zu untersuchen. Wenn das Licht mehrmals total reflektiert würde, so würde die Wirkung der Oberflächenschicht vervielfältigt werden und ich hoffte, sie genauer messen zu können. Die Schwierigkeit war, eine Versuchsanordnung zu entwerfen, die keinen besonderen Apparat erforderte. Die Figur zeigt die getroffene Anordnung.

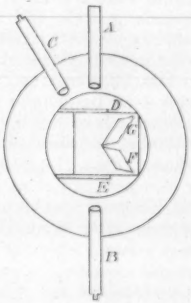


Fig. 2.

Fig. 3.

Es wurden ein Paar Fresnelsche Parallelepipede benutzt, die lange in dem Laboratorium gelegen hatten und daher eine gute Oberflächenschicht aufwiesen. Die Lichtstrahlen wurden in M, N, P und Q total reflektiert und erlitten so weder eine Verschiebung noch eine Richtungsänderung. Der Kollimator A und das Fernrohr B blieben während des ganzen Versuches fest und einander gegenüber. Gemäss der Theorie heben sich die Phasendifferenzen, die durch die Oberflächenschichten bei R und V und bei S und T erzeugt werden, gegenseitig auf. Der Brechungsindex des Glases wurde nach der Methode der Minimalablenkung für jeden der vier spitzen Winkel bestimmt. Das Resultat war 1,5195 + 0,0002. Die Seiten waren nicht genau parallel und zwar betrug der grösste Fehler 5'. Um die Rechnung zu vereinfachen, wurden die Parallelepipede

als fehlerlos betrachtet. Ihre Winkel waren $54^0\,40'$ und $125^0\,20'$. Um die Möglichkeit eines aus dieser Annäherung entspringenden Fehlers zu vermeiden, wurden keine Messungen in dem ersten Teile der Kurve gemacht, wo die Phasendifferenz mit dem Einfallswinkel schnell wächst.

Die Parallelepipede wurden auf eine Platte gesetzt, die auf Schienen auf dem Spektrometertisch verschiebbar war. Der Tisch konnte relativ zu den Fernrohren gedreht und seine Stellung auf einer Skala abgelesen werden. Die Platte war ein Teil der ursprünglichen Ausrüstung des Instruments. Das Hilfsfernrohr C diente dazu, den Einfallswinkel zu bestimmen und die Parallelepipede symmetrisch zu stellen. C blieb immer fest und der Winkel zwischen A und C wurde dadurch bestimmt, dass C mit einem Gaussschen Okular versehen und B so lange gedreht wurde, bis die beiden Fadenkreuze von B und C zusammenfielen. Der Winkel zwischen den beiden Stellungen von B, der auf dem Teilkreis abgelesen werden konnte, war der Winkel zwischen den Richtungen von A und C. Dieser Winkel war $41^0\,47'$.

Ehe die Phasendifferenz abgelesen wurde, drehte ich den Tisch und stellte die Platte so, dass das Licht von dem Kollimator auf einer Längsseite des ersten Parallelepipeds reflektiert wurde, wodurch das Bild der runden Öffnung des Kollimators mit dem Fadenkreuz von C zusammenfiel. Die Stellung des Tisches wurde dann notiert. Dasselbe wurde dann für das zweite Parallelepiped gemacht. Wenn die Ablesungen der Skala in diesem Falle α und β sind und der Winkel zwischen A und C γ ist, dann würde die Halbierungslinie des Winkels ϑ auch den Winkel γ halbieren, wenn man den Tisch so gestellt hätte, dass die Ablesung $\frac{\alpha+\beta}{2}$ wäre. Wenn daher die Parallelepipede sich in der richtigen Stellung befinden, dann muss der abgelesene Winkel $\frac{\pi+\alpha+\beta-\gamma}{2}$ sein. Der Tisch wurde dann in die richtige Stellung gebracht und die Platte verschoben, bis das Licht von dem Kollimator auf die günstigste Stelle der Endflächen fiel.

Um den Einfallswinkel zu finden, verfahren wir wie folgt. In der Symmetriestellung ist

$$i = \frac{\vartheta}{2},$$

$$\sin i = n \sin r = n \sin(\varphi - 54^0\,40').$$

Und $\vartheta = \pi - (\beta - \alpha) - 2(54^0\,40')$; daraus kann φ berechnet werden. Zwei Beobachtungsreihen sind in der Tabelle gegeben. Δ_0, Δ_δ und Δ haben dieselbe Bedeutung wie bei den Beobachtungen an Kollodiumschichten.

Beobachtungen an Fresnelschen Parallelepipeden.

I.

φ	Δ_δ	Δ_0	$\Delta_{0\delta} - \Delta_\delta$	$\Delta_0 - \Delta_\delta$
$48^0,4$	$42^0,0$	$45^0,8$	$3^0,8$	$4^0,1$
$51^0,9$	$43^0,2$	$46^0,4$	$3^0,2$	$3^0,5$
$54^0,8$	$42^0,1$	$45^0,4$	$3^0,3$	$3^0,0$
$56^0,1$	$42^0,5$	$44^0,6$	$2^0,1$	$2^0,8$
$59^0,1$	$39^0,3$	$42^0,0$	$2^0,7$	$2^0,4$
$59^0,9$	$38^0,5$	$41^0,2$	$2^0,7$	$2^0,4$
$62^0,9$	$35^0,8$	$38^0,0$	$2^0,2$	$2^0,0$

$$\frac{\varepsilon}{n} = 0{,}035$$

II.

φ	Δ_δ	$\Delta_{0\delta}$	$\Delta_{0\delta} - \Delta_\delta$	$\Delta_0 - \Delta_\delta$
$51^0,4$	$43^0,0$	$46^0,6$	$3^0,6$	$3^0,7$
$52^0,8$	$42^0,8$	$46^0,2$	$3^0,4$	$3^0,4$
$54^0,8$	$42^0,1$	$45^0,4$	$3^0,3$	$3^0,1$
$56^0,5$	$41^0,4$	$44^0,2$	$2^0,8$	$2^0,8$
$58^0,4$	$40^0,3$	$42^0,6$	$2^0,3$	$2^0,6$
$59^0,6$	$39^0,3$	$41^0,4$	$2^0,1$	$2^0,4$
$62^0,8$	$35^0,5$	$38^0,1$	$2^0,6$	$2^0,1$

$$\frac{\varepsilon}{n} = 0{,}036$$

Die Genauigkeit scheint nicht viel grösser zu sein als in dem Falle [1]), wo das Licht nur einmal total reflektiert wurde, wahrscheinlich weil hier das Licht nicht immer an denselben Stellen der Oberfläche total reflektiert wurde und die Dicke der Oberflächenschicht von Stelle zu Stelle variiert.

Bei den hier beschriebenen Versuchen wurden die Phasendifferenzen mit einem Soleil-Babinetschen Kompensator gemessen. In der Theorie dieses Instruments, wie sie in den Lehrbüchern gegeben wird, wird angenommen, dass das Licht im Quarze sich in zwei Wellen fortpflanzt, welche linear und senkrecht zu einander polarisiert sind. Professor Voigt hat aber neuerdings [2]) gezeigt, dass es sich in zwei elliptisch polarisierten Schwingungen fortpflanzt, deren Ellipsen sehr grosse Exzentrizität besitzen und deren grosse Achsen senkrecht zueinander stehen und in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden. Die Untersuchung zeigte, dass die Elliptizität des Lichts in den mitgeteilten Beobachtungen keine merkliche Fehlerquelle war, soll aber, da sie eine interessante Bestätigung der Voigtschen Theorie liefert, hier wiedergegeben werden.

Der Einfachheit wegen können wir den Kompensator betrachten als bestehend aus zwei planparallelen Quarzplatten, deren Achsen H_1 und H_2 genau senkrecht zueinander stehen. Wir wollen annehmen, dass das einfallende Licht

1) Gött. Nachr. 1903, S. 352.
2) Gött. Nachr. 1903, S. 155.

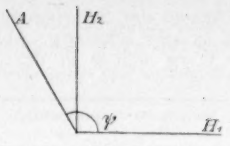


Fig. 4.

aus zwei Schwingungen $E \sin T$ in der Richtung H_1 und $E' \sin T'$ in der Richtung H_2 besteht. Um die Elliptizität des Lichts in dem Quarze in Rechnung zu ziehen, müssen wir diese beiden linearen Schwingungen durch vier elliptische Schwingungen ersetzen, eine rechts gedrehte und eine links gedrehte für jede der Richtungen H_1 und H_2, d. h. wir müssen schreiben

$E(\sqrt{1-\varkappa^2} \sin T + \varkappa^2 \sin T) + E'(\varkappa \cos T' - \varkappa \cos T')$

in der Richtung H_1 und

$E(\varkappa \cos T - \varkappa \cos T) + E'(\sqrt{1-\varkappa^2} \sin T' + \varkappa^2 \sin T')$

in der Richtung H_2.

$\varkappa$ ist sehr klein. Die unterstrichenen Glieder sind rechtsgedrehte oder negative Ellipsen. Die rechtsgedrehten Schwingungen mögen beim Durchgang durch die erste Platte die Phasenverzögerung r_1, die linksgedrehten Schwingungen die Phasenverzögerung l_1 erleiden. Wenn wir die Glieder mit $\varkappa^2$ vernachlässigen, so sind die beiden Komponenten nach dem Durchgange durch die erste Platte

$E \sin(T - r_1) + E'(\varkappa \cos(T' - l_1) - \varkappa \cos(T' - r_1))$

und

$E(\varkappa \cos(T - r_1) - \varkappa \cos(T - l_1)) + E' \sin(T' - l_1)$,

was man auch schreiben kann

$$(E^2 + E'^2 \varkappa^2)^{1/2} \sin\left(T - r_1 - \operatorname{arc\,tang} \frac{\varkappa E'}{E}\right) + E' \varkappa \cos(T' - l_1) \qquad (9)$$

und

$$(E'^2 + E^2 \varkappa^2)^{1/2} \sin\left(T' - l_1 - \operatorname{arc\,tang} \frac{\varkappa E}{E'}\right) + E \varkappa \cos(T - r_1). \qquad (10)$$

r_2 und l_2 mögen die entsprechenden Phasenverzögerungen bei der zweiten Platte sein. Wenn wir dann nur denjenigen Teil der Phasenverzögerung betrachten, welcher mit der Dicke der Platte variiert, so bekommen wir nach dem Durchgang durch die zweite Platte in jeder der Richtungen H_1 und H_2 vier Schwingungen mit den Phasenverzögerungen

$r_1 + r_2$, $\quad r_1 + l_2$, $\quad l_1 + r_2$, $\quad l_1 + l_2$.

Daher haben wir jetzt Schwingungen mit diesen Phasenverzögerungen in der Hauptebene des analysierenden Nicols. In dem Ausdruck für die resultierende Intensität wird eine Anzahl von Gliedern von der Form

$A \cos\{(r_1 + r_2) - (l_1 + l_2) + a\} + B'' \cos\{(r_1 + r_2) - (r_1 + l_2) + b\} + C \cos\{(r_1 + r_2) - (l_1 + r_2) + c\} + D \cos\{(r_1 + l_2) - (l_1 + r_2) + d\} + E \cos\{(r_1 + l_2) - (l_1 + l_2) + e\} + F \cos\{(l_1 + r_2) - (l_1 + l_2) + f\}$

vorkommen. Wenn wir $r_1 - l_1 = \delta_1$ und $r_2 - l_2 = \delta_2$ setzen, dann können wir die sechs Phasen so schreiben

$$\delta_1 - \delta_2 + a, \quad -\delta_2 + b, \quad \delta_1 + c, \quad \delta_1 + \delta_2 + d, \quad \delta_1 + e, \text{ und } -\delta_2 + f.$$

Während der eine Keil gegen den anderen bewegt wird, ändert sich δ_2 und jedes der sechs Glieder giebt ein ähnliches System von Maximis und Minimis. Es ist das System mit der Phase $\delta_1 - \delta_2 + a$, von welchem die Wirksamkeit des Instruments abhängt, und seine Intensität ist $\frac{1}{\varkappa}$ mal die Intensität der übrigen. Die Lage seiner Minima wird daher nicht merklich von den anderen Systemen beeinflusst. Wir können die letzteren daher vernachlässigen, d. h. wir können das zweite Glied in den Ausdrücken (9) und (10) fallen lassen.

Beim Eintritt in die zweite Platte gehen die ersten Glieder über in

$$(E^2 + E'^2 \varkappa^2)^{1/2} \{(1-\varkappa^2) \sin\left(T - r_1 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E'}{E}\right) + \varkappa^2 \sin\left(T - r_1 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E'}{E}\right)\} + (E'^2 + E^2 \varkappa^2)^{1/2} \left\{\varkappa \cos\left(T' - l_1 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E}{E'}\right) - \varkappa \cos\left(T' - l_1 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E}{E'}\right)\right\}$$

und

$$(E^2 + E'^2 \varkappa^2)^{1/2} \left\{\varkappa \cos\left(T - r_1 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E'}{E}\right) - \varkappa \cos\left(T - r_1 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E'}{E}\right)\right\} + (E'^2 + E^2 \varkappa^2)^{1/2} \left\{(1-\varkappa^2) \sin\left(T' - l_1 - \operatorname{arc\,tang} \frac{\varkappa E}{E'}\right) + \varkappa^2 \sin\left(T' - l_1 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E}{E'}\right)\right\}.$$

Wenn wir die Glieder mit $\varkappa^2$ vernachlässigen, so sind die beiden Komponenten nach dem Austritt aus der zweiten Platte

$$(E^2 + E'^2 \varkappa^2)^{1/2} \sin\left(T - r_1 - r_2 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E'}{E}\right) + (E'^2 + E^2 \varkappa^2)^{1/2} \left\{\varkappa \cos\left(T' - l_1 - l_2 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E}{E'}\right) - \varkappa \cos\left(T' - l_1 - r_2 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E}{E'}\right)\right\}$$

und

$$E^2 + E'^2 \varkappa^2)^{1/2} \left\{\varkappa \cos\left(T - r_1 - r_2 - \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa E'}{E}\right) -\right.$$

$$\varkappa \cos\left(T - r_1 - l_2 - \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E'}{E}\right) + (E'^2 + E^2\varkappa^2)^{1/2} \cdot \sin\left(T' - l_1 - l_2 - \operatorname{arc\,tg}\varkappa\right).$$

Wir können das dritte Glied in der ersten Komponente und das zweite Glied in der zweiten Komponente aus demselben Grunde vernachlässigen wie die zweiten Glieder oben. Wenn wir die erste Komponente mit $\cos\psi$ und die zweite mit $\sin\psi$ multiplizieren und addieren, so bekommen wir für die Schwingung in der Hauptebene des Analysators

$$(E^2 + E'^2\varkappa^2)\cos^2\psi + E^2\varkappa^2\sin^2\psi)^{1/2}\sin\left(T - r_1 - r_2 - \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E'}{E} + \operatorname{arc\,tg}\varkappa\operatorname{tang}\psi\right) + (E'^2 + E^2\varkappa^2)\sin^2\psi + E'^2\varkappa^2\cos^2\psi)^{1/2}\sin\left(T' - l_1 - l_2 - \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E}{E'} + \operatorname{arc\,tg}\varkappa\cot\psi\right).$$

Die resultierende Intensität ist daher

$$(E^2 + 2E'^2\varkappa^2)\cos^2\psi + (E'^2 + 2E^2\varkappa^2)\sin^2\psi + 2(E^2 + E'^2\varkappa^2)\cos^2\psi + E^2\varkappa^2\sin^2\psi)^{1/2}(E'^2 + E^2\varkappa^2)\sin^2\psi + E'^2\varkappa^2\cos^2\psi)^{1/2}\cos\left(\tau - \tau' - (r_1 + r_2 - l_1 - l_2) - \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E'}{E} + \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E}{E'} + \operatorname{arc\,tg}\varkappa\operatorname{tang}\psi - \operatorname{arc\,tg}\varkappa\cot\psi\right).$$

Die Stellung des Kompensators, für welche Dunkelheit eintritt, ist daher gegeben durch

$$T - T' - (r_1 + r_2 - l_1 - l_2) - \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E'}{E} + \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E}{E'} + \operatorname{arc\,tg}\varkappa\operatorname{tang}\psi - \operatorname{arc\,tg}\varkappa\cot\psi = C.$$

Sie weicht von der Stellung, welche wir unter Vernachlässigung der Elliptizität des Lichtes im Quarz erhalten werden, ab um

$$-\operatorname{arc\,tang}\frac{\varkappa E'}{E} + \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa E}{E'} + \operatorname{arc\,tg}\varkappa\operatorname{tang}\psi - \operatorname{arc\,tg}\varkappa\cot\psi$$

oder

$$-2\operatorname{arc\,tg}2\varkappa\cot 2\psi,$$

da ja für die Dunkelheitsstellung $\operatorname{tang}\psi = \frac{E'}{E}$ ist. Wenn $E = E'$, wie es bei Beobachtung der Totalreflexion der Fall ist, dann ist die Abweichung gleich Null, und diese Ursache hat daher keinen Einfluss auf die Genauigkeit des Resultats. Es wurden über diese Abweichung Beobachtungen angestellt. Die Nullstellung des Kompensators wurde für verschiedene Stellungen der gekreuzten Nicols, d. h. für verschiedene Werte von ψ bestimmt. ψ und $\varkappa$ wurden aus den Beobachtungen ermittelt. $\varkappa$ wurde gleich 0,0016, wogegen Prof. Voigt in der oben erwähnten Arbeit Werte von 0,0019 bis zu 0,0012 fand. $\varkappa$ wurde dann in die Formel eingesetzt und der theoretische Wert der Abweichung berechnet. $\varkappa$ ist das Verhältnis der Achsen der Schwingungsellipse des Lichtes. Es ist sehr schwierig, Ablesungen zu machen für Werte von ψ in der Nähe von 0 oder 90°.

ψ	Beobachtete Abweichung	Der mittlere Fehler	Theoretische Abweichung
88°	8°,7	1°,7	5°,2
86°	2°,2	0°,4	2°,6
83°	1°,2	0°,4	1°,4
78°	1°,0	0°,2	0°,8
75°	0°,9	0°,2	0°,6
65°	0°,0	0°,2	0°,3
55°	−0°,2	0°,2	0°,1
40°	−0°,0	0°,0	0°,0
25°	−0°,4	0°,2	0°,3
15°	−0°,6	0°,0	0°,7
5°	−2°,8	0°,2	2°,0
2°	−5°,4	0°,8	5°,6

Die hier mitgeteilten Beobachtungen sind in dem Physikalischen Institute in Göttingen gemacht worden, und ich möchte an dieser Stelle Herrn Geheimrat Prof. Dr. Voigt für die freundliche Anregung und stete Ratschläge meinen ergebensten Dank aussprechen.

(Eingegangen 20. Februar 1905.)

Über die Wirkung ultravioletten Lichtes auf Glas.[1])

Von Franz Fischer.

Um die Wirkung ultravioletten Lichtes auf Glas zu untersuchen, habe ich solches der Strahlung einer Quarz-Quecksilberlampe eigener Konstruktion[2]) ausgesetzt. Die Glasstücke wurden in nächster Nähe der Quarzwand angebracht, jedoch so, dass sie sie nicht berührten. Die kurze Luftschicht zwischen Quarz und Glas wurde gelegentlich durch Wasserstoff ersetzt, die Glasstücke, die sich bisweilen auf beinahe 200° erhitzten, gegen wassserdurchflossene Glasröhren vertauscht, in beiden Fällen wurde das Ergebnis nicht wesentlich beeinflusst. Die Spannung der brennenden Lampe bewegte sich zwischen 17 und 18 Volt; aus diesem Grunde und in Anbetracht der Art des Vakuums in einer brennenden Quecksilberdampflampe dürften die erzielten Resultate nicht Kathoden- bezw. Röntgenstrahlen, sondern lediglich ultravioletten Lichte zuzuschreiben sein.

Der Strahlung der Lampe wurden acht verschiedene Glasarten ausgesetzt, davon blieben vier äusserlich unverändert, die vier anderen aber wurden jeweils innerhalb 12 Stunden lebhaft violett gefärbt, der Beginn der Färbung war schon nach einer Viertelstunde zu merken.

1) Aus dem I. chem. Institut d. Universität Berlin.
2) Die Einrichtung der Lampe werde ich demnächst an geeigneter Stelle beschreiben.

Es färbten sich folgende Glassorten:

1. Gewöhnliches Thüringer Glas.
2. Apparatenglas von Greiner & Co., Stützerbach i/Th.
3. Apparatenglas von Bock & Fischer, Ilmenau i/Th.
4. Normal-Thermometer-Glas von Schott & Gen., Jena.

Ungefärbt blieben:

1. Jenaer Verbrennungsrohr, Schott & Gen., Jena.
2. Duraxglas, Schott & Gen., Jena.
3. Deutsches Bleiglas.
4. Englisches Bleiglas.

Die Analyse der Gläser ergab, dass diejenigen, die sich färbten, in leicht nachweisbarer Menge Mangan enthielten (grüne Manganatschmelze), die andern Glassorten waren davon fast völlig frei.

Vor kurzem hat Sir William Crookes[1]) Mitteilungen gemacht über Glasstücke, die sich in Uyni (Bolivia) ca. 4000 m über dem Meere im Sonnenlichte allmählich violett gefärbt hatten. Auch diese Gläser enthielten Mangan, das in ihnen enthaltene Gemisch von Ferri- und Manganosilikat geht unter dem Einfluss des an chemisch wirksamen Strahlen reichen Sonnenlichtes jener Höhen über in ein Gemisch von Ferrosilikat und Manganisilikat. Letzteres ist violett, ihm verdankt das Glas seine Färbung.

Diese von Crookes gegebene Erklärung dürfte auch für die von mir beobachteten Färbungen zutreffen, denn die Glassorten, die sich färbten, sind alle manganhaltig, und die Strahlung der Quarz-Quecksilberlampe ist reich an chemisch wirksamen, ultraviolettem Licht.

Die Farbe meiner Gläser verschwindet rasch, wenn man bis zum Erweichen erhitzt und lässt sich nach dem Abkühlen durch erneute Bestrahlung wieder hervorrufen.

Dass es sich bei der Färbung um eine Wirkung handelt, die nur der kurzwellige Teil der Strahlung auszuüben vermag, habe ich dadurch nachgewiesen, dass ich Teile der Glasstücke bei der Bestrahlung durch dünne Glimmerblättchen abblendete. Hinter dem Glimmer blieb das Glas ungefärbt, der Glimmer selbst schien unverändert.

Violetttärbung des Glases ist bei gebrauchten Röntgenröhren bekannt, auch sie dürfte der Einwirkung des im Innern entstehenden ultravioletten Lichtes[2]) auf das manganhaltige Glas zuzuschreiben sein. Vielleicht steht ferner die durch Radiumstrahlung hervorgerufene Violettfärbung im Zusammenhang, einerseits mit dem Mangangehalt des Glases, andererseits mit einer primär oder erst sekundär entstehenden kurzwelligen Strahlung.

Berlin, Februar 1905.

(Eingegangen 28. Februar 1905.)

1) Sitzung der Royal Society vom 26. Januar 1905.
2) Vgl. Goldstein, Berl. Berichte **36**, 3042—46, 1903.

Die Wärmeabgabe glühender Fäden und die Lorenzsche Formel.

Von S. Tereschin.

Die neulich in dieser Zeitschrift[1]) von Herrn L. W. Hartmann publizierte Untersuchung über die Wärmeabgabe glühender Fäden giebt mir Anlass, mich meiner eigenen, vor etwa 8 Jahren veröffentlichten[2]) Beobachtungen über dieselbe Erscheinung zu erinnern. Damals bin ich zu folgenden Schlussfolgerungen gelangt.

1. Die Ausstrahlung (S) eines galvanisch erwärmten Platindrahtes lässt sich ziemlich genau und in weiten Grenzen der Änderung der Temperatur durch die folgende Formel wiedergeben:

$$S = \Omega e^{\nu T}(T^4 - T_0^4), \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

in welcher T die absolute Temperatur der strahlenden Oberfläche, T_0 dieselbe der Umgebung, e die Basis der natürlichen Logarithmen, Ω und ν zwei Konstanten bedeuten und zwar ist ν nur von der Natur und der Beschaffenheit der Oberfläche abhängig; für einen absolut schwarzen Körper ist sie gleich Null zu setzen.

2. Die Wärmeabgabe durch Leitung und Konvektion lässt sich durch die bekannte Lorenzsche Formel[3]) ausdrücken, so dass der volle Wärmeverlust Q mittelst Strahlung, Leitung und Konvektion aus der folgenden Formel zu berechnen ist:

$$Q = \Omega e^{\nu T}(T^4 - T_0^4) + \omega(T - T_0)^{\frac{5}{4}}, \quad . \quad 2)$$

wobei die Grösse des Koeffizienten ω durch die Grösse, die Form und die Lage des sich abkühlenden Körpers wie auch durch den Zustand der Umgebung bedingt ist.

Es mögen hier einige Zahlen aus meinen Beobachtungen[4]) Platz finden.

Tabelle I.

Ein Platindraht von 42,2 cm Länge und 0,042 cm Durchmesser, horizontal gespannt, zuerst mit Platinschwarz bedeckt, und dann ausgeglüht. Die Oberfläche matt und weisslich.

$$T_0 = 293^0,$$

$$\Omega = 10^{-12} \times 2{,}884, \quad \omega = 10^{-3} \times 2{,}862,$$

$$\nu = 0{,}000767.$$

1) Diese Zeitschr. **5**, 579, 1904.
2) Journ. d. russ. phys.-chem. Ges., S. 169—276, 1897, Beibl., W. A. **22**, 312.
3) L. Lorenz, Wied. Ann. **13**, 582, 1881.
4) Ibid. S. 243.

Die Wärmeabgabe Q in gr-Kal. ausgedrückt.

$T-273$	Q beob.	Q ber.	Q_L
206	2,21	2,15	2,14
235	2,57	2,61	2,60
293	3,53	3,60	3,52
306	3,85†	3,84	3,85
324	4,16	4,18	4,20
370	4,94	5,10	5,15
419	6,21	6,19	6,27
453	6,99	7,01	7,11
492	7,85	8,04	8,15
581	10,74	10,73	10,86
667	13,96†	13,92	13,96
736	16,96	17,02	16,87

Für einen absolut schwarzen Körper ist r, wie gesagt, gleich Null zu setzen. Praktisch, da dieser Koeffizient klein ist, giebt die einfachere Formel:

$$Q = A(T^4 - T_0^4) + B(T - T_0)^4 \quad . \quad 3)$$

auch für Platin eine mit der Beobachtung gute Übereinstimmung. In dem citierten Fall wurden die Konstanten der letzteren Formel aus den mit einem Kreuz bezeichneten Beobachtungen berechnet:

$$A' = 10^{-12} \times 6{,}797; \quad B' = 10^{-3} \times 2{,}668.$$

Die nach der Formel 3) mit diesen Koeffizienten berechneten Wärmeabgaben finden sich in der vierten Kolumne (Q_L) der Tabelle I.

Ich möchte noch die Beobachtungen des Herrn Ericsson[1]) in Erwähnung bringen (Tabelle II). Er hat kalorimetrisch die Wärmeabgaben eines glühenden Eisenblocks bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Von ihm erhaltene Zahlen lassen sich auch der Lorenzschen Formel ziemlich zwanglos fügen.

Tabelle II.

$$A'' = 10^{-11} \times 1{,}516; \quad B' = 10^{-3} \times 6931.$$

Die Wärmeabgaben von 1 qcm in einer Minute sind in gr-Kal. ausgedrückt.

$T-273$	Q beob.	Q ber.
100	3,1	2,0
200	6,5	5,4
300	10,2	9,6
400	14,8†	14,8
500	20,5	21,1
600	27,9	28,7
700	37,2	37,7
800	48,5†	48,5
900	62,3	61,1
1000	78,7	78,0
1100	98,2	96,9
1200	120,5	119,5
1300	146,0	145,9
1400	174,8	177,3
1500	206,9	213,6
1600	242,9	255,8

Es schien mir von Interesse zu sein, die Resultate der Beobachtungen an glühenden Stiften des Herrn L. W. Hartmann mit den Berechnungen nach der Lorenzschen Formel zu vergleichen.

In der nächstfolgenden Tabelle III sind die von Herrn Hartmann beobachteten Energieabgaben in Watt pro Centimeter Länge mit den berechneten nach der Formel 3) zusammengestellt. Die Konstanten A_1 und B_1 sind nach der Methode der kleinsten Quadrate gefunden. Die Zimmertemperatur, die in der Abhandlung nicht notiert ist, wurde gleich 15° C. angenommen. Die Zahlen beziehen sich auf die Beobachtungen an dem Stift Nr. I (Durchmesser — 0,0690 cm).

Tabelle III.

$$A_1 = 10^{-12} \times 1{,}138, \quad B_1 = 10^{-4} \times 2{,}852.$$

T	Q beob.	Q ber.	S	S'
1000	2,26	2,18	1,16	1,13
1100	2,95	2,89	1,70	1,66
1200	3,93	3,78	2,40	2,35
1300	4,92	4,87	3,31	3,24
1400	6,07	6,19	4,45	4,36
1500	7,60	7,79	5,87	5,75
1600	9,60	9,70	7,60	7,45
1700	12,12	11,96	9,68	9,49

Es muss bemerkt werden, dass die Beobachtungen des Herrn Hartmann etwas weiter, bis zu der Temperatur 1900° abs. gehen; die Übereinstimmung aber zwischen der Formel und der Beobachtung ist nicht mehr befriedigend, ein Umstand, der vielleicht durch eine starke Veränderung der Oberfläche des Platins bei den Temperaturen, welche nahe an seinem Schmelzpunkt liegen, erklärt sein kann.

Der erste Teil der Formel 3) drückt nach dem Stefanschen Gesetze die Ausstrahlung aus. Die Resultate meiner Berechnung (mittels des Koeffizienten A_1) der ausgestrahlten Mengen (S') der Energie mit denen des Herrn Hartmann (S) sind in den zwei letzten Kolumnen der Tabelle III zusammengestellt Die von Herrn Hartmann gemachte Annahme, dass die strahlende Oberfläche mit der des absolut schwarzen Körpers identisch ist, ist nicht im vollen Masse berechtigt, und der Umstand, dass die Zahlen der fünften Kolumne etwas kleiner als die der vierten ausfallen, kann vielleicht zu Gunsten der Lorenzschen Formel erklärt werden.

Zum Vergleiche der Formel mit den Beobachtungen des Herrn Hartmann an drei anderen Stiften Nr. II, III und IV schlage ich den folgenden Weg ein.

Der Koeffizient A der Formel ist der Oberfläche des strahlenden Körpers, bei gegebener Länge des Stiftes seinem Durchmesser also, proportional. Für die Stifte II ($d = 0{,}042$ cm), III ($d = 0{,}0275$ cm) und IV ($d = 0{,}0194$ cm) finden wir (mit Zugrundelegung der Konstanten $A_1 = 10^{-12} \times 1{,}138$ für den ersten Stift

1) Ericsson, Contributions to the Continual Exhibition 1872, p. 49.

($d = 0{,}0690$ cm)) folgende Werte des Koeffizienten A:

$$A_2 = 10^{-12} \times 0{,}693; \quad A_3 = 10^{-12} \times 0{,}454; \quad A_4 = 10^{-12} \times 0{,}320.$$

Sollen die Beobachtungen sich der Formel fügen, so müssen auch die aus der Formel mittels A_2, A_3 und A_4 berechneten Koeffizienten B_2, B_3 und B_4 für jeden Stift konstant, also von Temperatur unabhängig sein.

Die Resultate der Berechnung sind in folgender Tabelle IV zusammengestellt.

Tabelle IV.

$$A_2 = 10^{-12} \times 0{,}693; \quad A_3 = 10^{-12} \times 0{,}454; \quad A_4 = 10^{-12} \times 0{,}320.$$

T	Q beob.	10^{-4} B_2 ber.	Q beob.	10^{-4} B_3 ber.	Q beob.	10^{-4} B_4 ber.
1000	1,75	2,88	1,26	2,20	1,05	1,99
1100	2,26	2,77	1,76	2,54	1,39	2,12
1200	2,84	2,81	2,22	2,57	1,74	2,16
1300	3,53	2,74	2,73	2,52	2,12	2,12
1400	4,29	2,54	3,23	2,32	2,54	2,04
1500	5,26	2,46	3,91	2,27	3,04	1,99
1600	6,60	2,61	4,60	2,07	3,64	1,96
1700	8,25	2,86	5,62	2,13	4,32	1,91

Im Mittel $B_2 = 10^{-4} \times 2{,}71$, $B_3 = 10^{-4} \times 2{,}33$, $B_4 = 10^{-4} \times 2{,}04$

Es kann noch die Frage gestellt werden, ob die aus den Beobachtungen des Herrn Hartmann abgeleiteten absoluten Werte der Koeffizienten mit denen von mir aus meinen Versuchen berechneten im Einklang sind. Hier stellt sich eine Schwierigkeit heraus. Indem nämlich die Konstante A nur durch die Natur, Grösse und Beschaffenheit der Oberfläche bestimmt wird, hängt die Grösse des Koeffizienten B auch von der Gestalt und Lage des sich abkühlenden Körpers ab; die Form dieser Abhängigkeit ist nicht bekannt und scheint nicht einfach zu sein.

Zufälligerweise hat der II. Stift des Herrn Hartmann einen ebenso grossen Durchmesser als mein oben erwähnter Platindraht. Nimmt man nun an, dass die übrigen Umstände in den beiden Fällen dieselben waren, so lassen sich die absoluten Werte der Koeffizienten vergleichen.

Würden die in der Tabelle I zusammengestellten Energieabgaben in Watt pro Centimeter Länge ausgedrückt, so hätten wir für die Koeffizienten A' und B' folgende Werte bekommen:

$$A' = 10^{-11} \times 0{,}674; \quad B' = 10^{-4} \times 2{,}64,$$

die den Koeffizienten

$$A_2 = 10^{-12} \times 0{,}693 \text{ und } B_2 = 10^{-4} \times 2{,}71$$

ziemlich nahe stehen.

Für einen Platindraht scheint also die Formel 3) in einem Temperaturbereiche von etwa 200° bis zu 1500° C. gültig zu sein.

19. Februar 1905.

Physikalisches Laboratorium der Kaiserlichen Militär-medizinischen Akademie.

(Eingegangen 21. Februar 1905.)

BESPRECHUNGEN.

Monographien über angewandte Elektrochemie. Halle a. S. W. Knapp.

XIII. Band: **Francis A. D. Fitz-Gerald, Carborundum.** Ins Deutsche übertragen von Dr. Max Huth. gr. 8. VI u. 44 S. mit 9 Figuren und 3 Tabellen im Text. 1904. M. 2,—.

Das Carborundum — Siliciumcarbid — ist bereits 1849 von Despretz erhalten worden anlässlich von Versuchen, durch welche das Schmelzen der Kohle durch Zusatz von Kieselsäure erleichtert werden sollte. Trotz des Hinweises auf die grosse Härte des erhaltenen Produktes fand es keine Beachtung, bis 1891 Acheson es aufs neue darstellte und es als das nächst dem Diamant härteste Schleifmittel erkannte. Die vorliegende Schrift schildert die Entwickelung der technischen Herstellung von Carborundum, insbesondere die elektrischen Öfen der Carborundumwerke an den Niagarafällen.

Coehn.

(Eingegangen 18. Januar 1905.)

XIV. Band: **Sherard Cowper-Coles, Elektrolytisches Verfahren zur Herstellung parabolischer Spiegel.** Ins Deutsche übertragen von Dr. Emil Abel. gr. 8. 17 S. mit 13 Figuren und 2 Tabellen im Text. 1904. M. 1,—.

Es war ein Problem, exakte Metallspiegel herzustellen, die weder durch die Hitze des Bogenlichtes noch durch den Einfluss von feuchter Luft oder Seewasser verblassen. Getriebenes Metall ist der Form nicht genau genug anzupassen und gegossenes Metall erfordert nachträgliches Schleifen und Polieren. Das insbesondere von dem Verfasser der vorliegenden Schrift ausgebildete Verfahren besteht in der Herstellung einer Glasform, auf deren konvexer Seite die reflektierende, im allgemeinen also parabolische Fläche sorgfältigst ausgeschliffen wird. Darauf wird auf chemischem Wege ein dünner Silberniederschlag erzeugt und dieser wird durch eine Kupferschicht elektrolytisch verstärkt. Nach Abheben aus der völlig unver-

sehrt bleibenden Form kann dann auf dem Silberspiegel, um ihn gegen atmosphärische Einflüsse unempfindlich zu machen, elektrolytisch eine dünne Schicht von Palladium niedergeschlagen werden. Coehn.

(Eingegangen 18. Januar 1905.)

XV. Band: **Francis A. D. Fitz-Gerald, Künstlicher Graphit.** Ins Deutsche übertragen von Dr. Max Huth. gr. 8. 60 S. mit 14 Figuren und 5 Tabellen im Text. 1904. M. 3,—.

Auch hier war es Despretz, welcher zuerst erkannt hatte, dass jede Art Kohlenstoff bei genügend hoher Temperatur in Graphit übergeht. Die zahlreichen Arbeiten von Despretz selbst, von Berthelot und Moissan, die sich zum Ziel gesetzt hatten, Kohlenstoff aus anderen Modifikationen in Diamant überzuführen, ergeben — bis auf die letzten Arbeiten Moissans — als einzig sicheres Resultat immer wieder eine Bestätigung jener Beobachtung.

Und wie in dem obengenannten Falle machte auch hier Acheson einen scheinbaren Misserfolg zum Ausgang einer grossen und erfolgreichen Industrie. Der Acheson-Graphit bildet heute ein wertvolles Hilfsmittel der elektrochemischen Technik, indem er als Anode eine erheblich grössere Widerstandsfähigkeit gezeigt hat, als die sonst zu diesem Zwecke verwandte, natürliche oder künstliche Retortenkohle. Coehn.

(Eingegangen 18. Januar 1905.)

XVI. Band: **Dr. jur. Emil Günther, Die Darstellung des Zinks auf elektrolytischem Wege.** gr. 8. XII und 245 S. mit 59 in den Text gedruckten Abbildungen. 1904. M. 10,—.

Es werden die zahlreichen Vorschläge geschildert, welche die elektrolytische Zinkdarstellung zum Ziel haben. Die Bearbeitung der Aufgabe erscheint lohnend, weil die hüttenmännische Gewinnung des Zinks einen der verlustreichsten Prozesse der Metallurgie bildet. Es ist interessant zu verfolgen, welche Anstrengungen die Elektrometallurgie gemacht hat, um sich den Platz zu erobern, der ihr bei einigem Erfolg von der älteren Technik gern überlassen worden wäre. Bisher hat jedoch noch keines der vielen Verfahren einen dauernden Erfolg errungen. Coehn.

(Eingegangen 18. Januar 1905.)

W. Voigt, Thermodynamik. II. Bd. 2. Teil: Thermisch-chemische Umsetzungen. 3. Teil: Thermisch-elektrische Umsetzungen. (Sammlung Schubert, 48. Bd.) 8. XI u. 370 S. mit 44 Figuren im Text u. 1 Kurventafel. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1904. Gebunden in Leinen M. 10,—.

Den grössten Teil des zweiten Bandes füllen die thermisch-chemischen Umsetzungen aus. Zuerst werden die Systeme mit einer Komponente, also die Zustandsänderungen allgemein und ausführlich behandelt; auch die Dampfmaschinen, Kältemaschinen und Explosionsmaschinen erfahren eine eingehende Besprechung. Das zweite Kapitel umfasst die Anwendungen der Thermodynamik auf die Systeme mit 2 und mehr Komponenten, also u. a. die Theorie der Lösungen und der chemischen Gleichgewichte. Im einzelnen ist dazu zu bemerken, dass die S. 215 gegebene Ableitung der Duhem-Margulesschen Formel für die Dampfdrucke eines Flüssigkeitsgemisches, welche der Verf. als eine Identität ansieht, unhaltbar ist. Sehr kurz weggekommen ist die Elektrochemie. Es sind nur die allgemeinen energetischen Betrachtungen über galvanische Elemente angeführt, die speziellen Gleichungen von Helmholtz und die Theorie der Kette von Nernst fehlen leider vollständig. Von grossem Vorteil ist es, dass als Anhang eine kurze und doch alles Wesentliche enthaltende Darstellung der Theorie der Strahlung angefügt ist. Im Stil und Darstellung schliesst sich der 2. Band eng an den früher besprochenen ersten an. Besonders in der Behandlung der Zustandsänderungen treten die Vorteile der auf möglichste Allgemeinheit gerichteten Darstellung hervor, dagegen leidet namentlich das Kapitel, das die Theorie der Lösungen und der Gleichgewichte umfasst, vielfach unter einer gewissen Schwerfälligkeit, die zum Teil aus der Neigung des Verf. entspringt, die ohne Einführung spezieller Annahmen erhaltenen Ergebnisse voranzustellen — und diese sind gerade in diesem Teile der physikalischen Chemie bekanntlich recht wenige — und daraus dann als Spezialfälle die wirklich anwendbare Gleichung abzuleiten, zum Teil aus der häufigen Verwendung von Grössen, die, ohne physikalisch durchsichtig zu sein, nur durch eine oft weit zurückliegende Gleichung definiert sind. Und so dürfte gerade dieses Kapitel zur Einführung sich weniger eigenen, dagegen sehr wertvoll sein zur Vertiefung der Auffassung für Leser, denen der wesentliche Inhalt der physikalisch-chemischen Anwendungen der Thermodynamik schon bekannt ist. V. Rothmund.

(Eingegangen 17. Januar 1905.)

Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften No. 144: Johannes Keplers Dioptrik, oder Schilderung der Folgen, die sich aus der unlängst gemachten Erfindung der Fernrohre für das Sehen und die sichtbaren Gegenstände ergeben. Übersetzt und herausgegeben von Ferd. Plehn. 8 u. 114 S. mit 43 Figuren

im Text. Leipzig, W. Engelmann. 1904. M. 2,—.

In dem 144. Bande der Ostwaldschen „Klassiker" ist der wissenschaftlichen Welt ein Werk zugänglich gemacht worden, dessen weiteste Verbreitung namentlich auch unter den Studierenden der Physik und Mathematik dringend zu wünschen ist. Enthält es doch in gedrängtester Kürze fast alles, was auch heute noch den Inhalt der elementaren geometrischen Optik, einschliesslich ihrer Anwendung auf das menschliche Auge auszumachen pflegt; diese rein sachliche Bedeutung wird noch erhöht durch die bewunderungswürdige Klarheit, mit der Kepler aus einem Minimum von Voraussetzungen mit mathematischer Strenge seine Folgerungen ableitet. Da das wirkliche Brechungsgesetz erst etwa 10 Jahre nach Herausgabe des Keplerschen Werkes (1611) bekannt wurde, so musste Kepler sich mit dem angenäherten Satze der Proportionalität von Einfalls- und Brechungswinkel begnügen. Es ist dies wohl eins der ersten Beispiele der Bewältigung theoretisch physikalischer Aufgaben mittels angenäherter Gesetze; dass K. sich der Gültigkeitsgrenzen seiner Annäherungen stets bewusst war, erhellt aus seinen Bemerkungen über den Grenzwinkel der Totalreflexion und über die sphärische Aberration. Als Gültigkeitsgrenze für das angenäherte Gesetz wird ein Einfallswinkel von 30° bezeichnet.

Wohl zum ersten Male in der Litteratur findet sich bei K. eine klare Darstellung der Theorie des Sehens; die Abbildung der Gegenstände auf der Netzhaut, die Notwendigkeit einer Akkommodation (die freilich noch falsch, durch Veränderung der Länge der Augenachse erklärt wird), die Fortleitung des Reizes zum Gehirn durch den Sehnerv, durch einen Vorgang, der mit der Ausbreitung einer Welle auf einer Wasseroberfläche verglichen wird, die Deutung der Netzhautreizung als Folge einer stofflichen Veränderung der Netzhaut (Erklärung der Nachbilder), die Bedeutung des Zusammenwirkens beider Augen, resp. bei einäugigem Sehen der Kopfbewegungen für die Entfernungsschätzung, kurzum die wesentlichsten Elemente der physiologischen Optik findet man hier vor.

In den folgenden Kapiteln über die Wirkung von Linsenkombinationen findet sich bereits das Konstruktionsprinzip der für die Photographie neuerdings wichtig gewordenen „Teleobjektive" sowie des nach Kepler nachmals benannten Fernrohres mit zwei Konvexlinsen, resp. mit dreien, wenn aufrechte Bilder gewünscht werden. Die Bedeutung der Blenden für die Verringerung der sphärischen und der chromatischen Aberration wird bereits erkannt, sowie die noch heute in Gebrauch befindliche Methode der Vergrösserungsschätzung durch binokulare Vergleichung angegeben.

Den Schluss endlich bildet — eine Konzession an den Geschmack der Zeit — eine Zusammenstellung von Linsenanordnungen mit scheinbar unmöglichen Wirkungen, bei denen natürlich im Innern des Instruments verborgene Linsen u. dergl. die Hauptrolle spielen.

Der Übersetzer hat das Werk durch eine Reihe von Anmerkungen und eine Biographie Keplers ergänzt. W. Kaufmann.

(Eingegangen 30. Januar 1905.)

B. Donath, Die Einrichtungen zur Erzeugung der Röntgenstrahlen. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. gr. 8. 244 S. mit 140 Abbildungen im Text und 3 Tafeln. Berlin, Reuther & Reichard. 1903. M. 7,—.

Das Buch ist in erster Linie für den nichtfachmännischen Benutzer der Röntgenstrahlen-Einrichtung bestimmt und hat den Zweck, diesen nicht nur mit dem Gebrauch der Apparate vertraut zu machen, sondern ihm auch volles Verständnis für die Wirksamkeit derselben und die in Betracht kommenden physikalischen Gesetze und Theorien zu verschaffen. Diese Aufgabe hat der Verfasser ausgezeichnet gelöst. In den ersten Kapiteln werden die Grundbegriffe der Elektrizitätslehre in sehr anschaulicher Weise erklärt und die Ohmschen Gesetze durch eine Reihe von praktischen Beispielen näher erläutert. Auch die folgenden Kapitel, die der Beschreibung der Apparate und ihrer Wirkungsweise, der Stromquellen, Induktorien, Unterbrecher, Röntgenröhren gewidmet sind, sind durch praktische Beispiele und Ratschläge für günstigste Anordnung und Anweisungen bei Betriebsstörungen u. s. w. ergänzt. Die Radioskopie und Radiographie, der Gebrauch der Röhre mit Leuchtschirm und photographischer Platte, sind besonders eingehend behandelt; beispielsweise ist auch eine Zusammenstellung der Fehler angegeben, welche am häufigsten das Misslingen von Aufnahmen verschulden, ihre Ursache und Abhilfe. Im letzten Kapitel „Über die Natur der Röntgenstrahlen" werden die früheren Anschauungen und besonders die moderne Theorie der elektrischen Erscheinungen in Gasen in elementarer, ausführlicher und eleganter Form entwickelt. M. Reich.

(Eingegangen 8. Februar 1905.)

Handbuch der Physik. Herausgegeben von A. Winkelmann. 2. Auflage. VI. Band: 1. Hälfte: Optik I. gr. 8. VIII u. 432 S. mit 170 Abbildungen. 1904. M. 14,—.

Auch unter dem Titel:

Czapski, S., Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. 2. Auflage. Unter Mitwirkung des Verfassers und mit Beiträgen von M. v. Rohr herausgegeben von O. Eppenstein. XVI u. 480 S. mit 176 Abbildungen. Lex. 8. Leipzig, J. A. Barth. 1904. M. 14,50. Gebunden in Halbfranz M. 16,—.

Bei einem Werke wie dem vorliegenden, dessen erste Auflage in jedermanns Hand ist und über dessen Vortrefflichkeit sich kaum mehr etwas Neues sagen lässt, darf der Referent sich begnügen, die Veränderungen anzugeben, die gegenüber der ersten Auflage vorgenommen worden sind. —

Die Redaktion hat diesmal, unter Mitwirkung des Verfassers, in den Händen von O. Eppenstein gelegen, dem ausserdem die Hilfe der Herrn A. Köhler, A. König und M. v. Rohr zur Verfügung stand. Insbesondere hat der letztgenannte einige Kapitel bearbeitet, in denen er zum Teil eigene Untersuchungen niedergelegt hat. Fast durchweg ist Neues eingefügt, Altes verbessert und die Litteratur bis etwa Ende 1903 vervollständigt worden. Der Umfang des Textes ist dadurch um etwa 200 Seiten gewachsen Wir beziehen uns dabei auf die an zweiter Stelle genannte Ausgabe, welche gegen die erste noch das von Czapski verfasste Kapitel 16 (Methoden zur empirischen Bestimmung der Konstanten optischer Instrumente) und ein Register enthält. Zu den 9 Kapiteln der ersten Ausgabe sind neu hinzugekommen: VII. B. (Die Blende als Mittel zur flächenhaften Darstellung eines Raumes) von O. Eppenstein, VIII. A. (Das Sehen) von M. v. Rohr, IX. (Das photographische Objektiv) von M. v. Rohr, an Stelle von VIII. 1, 2 der alten Aufl., X. (Die Brillen) von M. v. Rohr, XIII. (Die vergrössernden Projektionssysteme) von O. Eppenstein, XIV. (Die Beleuchtungssysteme) von O. Eppenstein, XV. (Das Fernrohr) von S. Czapski, unter ihnen die letzten drei an Stelle des bisherigen VIII. 2. Zur Angabe der Veränderungen im einzelnen fehlt es hier an Raum, so dass einige Proben genügen müssen. Überall ist die Disposition schärfer hervorgehoben, und sind die Definitionen genauer gefasst so dass die Übersichtlichkeit wesentlich erhöht worden ist. Im ersten Kapitel findet man neu eine Behandlung der charakteristischen Funktion Hamiltons, dazu zahlreiche Zusätze und Änderungen. Im zweiten sind u. a. einige Unrichtigkeiten der ersten Auflage korrigiert; neu zugefügt ist ein Abschnitt über Lagenbeziehungen der Abbildungsräume und über Koordinaten mit gemeinsamem Richtungssinn in beiden Räumen. Im dritten sind z. B. neu behandelt die Abbildungen durch astigmatische Brechung oder Spiegelungen an doppelt gekrümmten Flächen, sowie allgemeine Sätze über homozentrische Brechung. Im vierten Kapitel ist kaum ein Absatz ungeändert geblieben; wir heben hervor die Darstellung des Sinussatzes und seiner Erweiterung und der zugehörigen Gegenstände; ferner die Darstellung der analytischen optischen Theorien, die Abschnitte über die praktische Aufhebung der Abbildungsfehler sowie über die allgemeine Theorie der optischen Instrumente (das Eikonal). Aus Kap. V mag der Abschnitt über das sekundäre Spektrum genannt sein. Kap. VI ist erweitert durch einige von A. König herrührende Sätze über Bilddrehung in Prismen sowie Sätze von R. Straubel. Kap. VII, das die Begrenzung der Strahlen behandelt, ist in zwei Teile geteilt, von denen der erste die Blende als Mittel zur Auswahl von Strahlen, der zweite die Blende als Mittel zur flächenhaften Darstellung eines Raumes behandelt. Hier ist alles neu geordnet und gefasst. Es mag u. a. aus dem ersten Teile die Behandlung der Lichtstärke optischer Instrumente hervorgehoben werden, die sich auf Sätze von Straubel stützt, und aus dem zweiten Abschnitte, der zum grössten Teile auf Arbeiten v. Rohrs basiert, die Paragraphen über Perspektive. Auch die folgenden, die Hauptgattungen der optischen Instrumente behandelnden Kapitel bringen neben den durch die Fortschritte der letzten Jahre bedingten Änderungen und Erweiterungen vieles Neue. Von Kap. VIII (Das Auge) nennen wir die Abschnitte über Akkomodation, Tiefenschärfe und Augenbewegungen, ferner VIII. A über das ein- und zweiäugige Sehen. Kap. IX ist eine kurze, aber ungemein inhaltreiche Monographie über das photographische Objektiv aus der Feder v. Rohrs, welche vielen Lesern neben dem ausführlichen Werk desselben Verfassers besonders erwünscht sein wird. Gleichfalls neu ist Kap. X über die Brillen von demselben Verfasser, der hier dem Lehrbuch von Hess folgt. Aus Kap. XII (Mikroskop) heben wir z. B. hervor den Abschnitt über das binokulare Mikroskop. Besonders willkommen endlich ist Kap. XV, das von Czapski selbst neu bearbeitet, die Theorie des Fernrohres enthält und aus dem wir unter zahlreichen anderen Punkten die Berücksichtigung der Augenbewegung vor dem Okular, die Behandlung des holländischen Fernrohrs, die beugungstheoretische Besprechung des Auflösungsvermögens, die Konstruktionstypen der astronomischen Objektive und die Prismenfernrohre hervorheben. Auch der letzte Abschnitt ist auf das Laufende gebracht und berücksichtigt alle in der letzten Zeit von Hartmann u. a. gegebenen Methoden zur Untersuchung optischer Instrumente. Es wird dem Spektroskopiker, Astronomen und praktischen Optiker besonders gute

Dienste thun. — Auf den Schatz von historischen und litterarischen Nachweisen, den die Anmerkungen bergen, mag zum Schlusse hingewiesen werden.

Wie man sieht ist in der zweiten Auflage kaum ein Absatz der alten stehen geblieben, auch die Figuren sind vielfach geändert und zwischen den zahlreichen neuen Abschnitten erkennt man den alten Text kaum noch wieder. Allein trotzdem zeigt der Gebrauch des Werkes, dass die Änderungen durchweg glücklich sind und wir können sie nicht besser kennzeichnen als durch das Urteil, das Czapski selbst im Vorworte ausspricht: dass die Bearbeitung wesentlich im Sinne der Berichtigung und Vervollständigung und — wir dürfen das wohl hinzufügen — der Übersichtlichkeit gewonnen hat. Konen.

(Eingegangen 14. Februar 1905.)

Jahrbuch der Elektrochemie und angewandten physikalischen Chemie. X. Jahrgang. Berichte über die Fortschritte des Jahres 1903, herausgegeben von H. Danneel. Halle a. S., W. Knapp. 1905. XII und 930 Seiten. M. 26 —

Der bewährte Führer durch die immer weitschichtiger werdende Litteratur der wissenschaftlichen und angewandten Elektrochemie liegt nunmehr im zehnten Jahrgange vor und verdient wie seine Vorgänger wieder uneingeschränktes Lob. Der Berichterstatter möchte sich bei dem weiten Freundeskreise, dessen sich das Jahrbuch erfreut, darauf beschränken, dem Unternehmen auch für das zweite Decennium Wachstum und Gedeihen zu wünschen, damit das Jahrbuch die errungene hervorragende Stellung auch weiterhin beibehalte.

E. Bose.

(Eingegangen 16. Februar 1905.)

K. Drucker, Die Anomalie der starken Elektrolyte. (Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge, Band X, Heft 1 und 2.) Lex. 8. III u. 66 S. Stuttgart, Ferd. Enke. 1905. M. 2,40.

Der Verfasser giebt eine übersichtliche Zusammenstellung des bislang noch sehr der Durcharbeitung bedürftigen Problemes der starken Elektrolyte. Der erste Teil ist eine zusammenfassende Bearbeitung der Methoden, auf welche dann im zweiten Teil eine Vergleichung derselben und der damit erhaltenen Resultate folgt. Der dritte Teil ist den Erklärungsversuchen und den neuen theoretischen Entwickelungen gewidmet. Die geschickte kritische Zusammenstellung und Bewertung der einzelnen Resultate verdient volles Lob.

E. Bose.

(Eingegangen 16. Februar 1905.)

Lehrbücher der physikalischen Chemie. Herausgegeben von Sir William Ramsay. Electrochemistry, 1. Teil, allgemeine Theorie, von R. A. Lehfeldt. gr. 8. VIII u. 268 S. London, Longmans, Green and Co. 1904. sh. 5 —

Hiermit liegt der erste Teil einer modern abgefassten englischen Elektrochemie vor. Derselbe umfasst im ersten Kapitel den Mechanismus der Leitung in Elektrolyten, im zweiten, das übrigens nicht von Lehfeldt, sondern von T. S. Moore abgefasst ist, die Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und Leitfähigkeit, und im dritten die Theorie der aus chemischen Prozessen resultierenden elektromotorischen Kräfte. Der zweite Band des Werkes soll Anwendungen bringen und behalten wir uns vor, dann eingehender auf das Werk zurückzukommen. E. Bose.

(Eingegangen 16. Februar 1905.)

Hanns v. Jüptner, Lehrbuch der physikalischen Chemie für technische Chemiker. II. Hälfte. Heterogene Systeme. gr. 8. 194 S. Leipzig und Wien, Franz Deuticke. 1904. M. 4,50

Der erste Band des Jüptnerschen Lehrbuches ist schon vor einiger Zeit (5, 278, 1904) besprochen worden, so dass es genügt, darauf hinzuweisen, dass nunmehr mit dem vollständigen Erscheinen des zweiten Bandes das Werk abgeschlossen vorliegt. Eigenartig, aber für die mit dem Werke verfolgten Zwecke sehr wertvoll, ist die stets auf technische Anwendungen, vorzüglich auch hüttenmännischen Charakters, exemplifizierende Darstellungsweise. Es wäre gewiss wünschenswert, wenn der Verfasser auch der Elektrochemie im Laufe der Zeit ein besonderes Werkchen ähnlichen Charakters widmen wollte, das sich gewiss dem grossen in Vorbereitung befindlichen Lehrbuche der chemischen Technologie auf physikalisch-chemischer Grundlage gut einordnen würde. E. Bose.

(Eingegangen 16. Februar 1905.)

Alois Höfler, Physik mit Zusätzen aus der angewandten Mathematik, aus der Logik und Psychologie und mit 230 physikalischen Leitaufgaben. Unter Mitwirkung von E. Maiss und F. Poske. gr. 8. XXXI u. 965 S. mit 981 Abbildungen im Text und 12 zum Teil farbigen Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1904. M. 15 —. Gebunden M. 16 —

Das vorliegende, in Darstellung wie Ausstattung gleich mustergültige Werk stellt in der That eine vorzügliche Physik für den

Unterricht an höheren Schulen dar und zwar in der erweiterten Form, wie sie in der Hand des Lehrers zur Leitung des Unterrichtes dienen kann. In entsprechend gekürzter Form soll dann das gleiche Buch in der Hand des Schülers sich befinden. Das mit ausgezeichnetem pädagogischen Geschick abgefasste Werk verdient in jeder Hinsicht vollstes Lob und kann allen Lesern dieser Zeitschrift aufrichtig empfohlen werden. E. Bose.

(Eingegangen 16. Februar 1905.)

Alberto Santos-Dumont, Im Reich der Lüfte. (Naturwissenschaft und Technik. III. Band.) Mit zahlreichen Abbildungen nach photographischen Aufnahmen und Skizzen seiner Fahrzeuge. Autorisierte Übersetzung von Ludwig Holthof. gr. 8. 176 S. Stuttgart und Leipzig, Deutsche Verlagsanstalt. 1905. Gebunden M. 4 —

Das vorliegende als drittes Bändchen der Sammlung „Naturwissenschaft und Technik in gemeinverständlichen Einzeldarstellungen" erschienene Werk von Santos-Dumont, dem kühnen Luftsportsmann und Erbauer zahlreicher lenkbarer Ballons, dem Gewinner des Preises für die Umkreisung des Eifelturmes, verdient in der That die Aufmerksamkeit weiter Kreise. Mit seltenem Geschick versteht der Verfasser es, seine Ideen in einfachem Gewande klar und einleuchtend vorzutragen. Wer die Entwickelung der Fahrrad- und Automobilindustrie verfolgt hat, weiss, dass der Sport auf diesen beiden Gebieten die hauptsächlichste fördernde Kraft gewesen ist, die uns um ein wichtiges resp. immer wichtiger werdendes Verkehrsmittel bereichert hat. So wird auch zweifellos das Problem des lenkbaren Ballons erst durch ein sportliches Stadium hindurch seiner Lösung näher geführt werden können. Auf diesem Gebiete hat zweifellos Santos-Dumont vorbildlich gewirkt und er bedauert selbst gerade im Interesse des Fortschrittes das Fehlen jeder sportlichen Konkurrenz auf diesem Gebiete, indem das Bestreben, einander zu überbieten, sich sicher auch auf diesem Gebiete als äusserst fördernd erweisen würde. Jedem Leser dieser Zeitschrift aber wird das von Dumont verfasste Buch in seiner vorzüglichen deutschen Ausgabe eine genussreiche Lektüre sein. E. Bose.

(Eingegangen 16. Februar 1905.)

E. Haentzschel, Das Erdsphäroid und seine Abbildung. kl. 8. VIII und 140 S. mit 16 Textabbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1903.

Der Verfasser hat es in dem vorliegenden Büchlein unternommen, die mathematischen Grundlagen der Abbildungen des Erdsphäroids auf die Ebene darzustellen, besonders der konformen Doppelprojektion. Diese Aufgabe ist um so dankbarer, als einerseits die Generalstabskarten und Messtischblätter des ganzen Deutschen Reiches auf dieser Projektion beruhen, andererseits kein anderes Buch existiert, das im Zusammenhange die Herleitung aller zum Verständnis des grossen deutschen Kartenwerkes notwendigen Formeln giebt. Allerdings wird die Kenntnis der höheren Mathematik vorausgesetzt. Doch ist es dem Verfasser gelungen, die Entwickelungen so zu gestalten, dass auch Lesern, denen nur die Elemente der analytischen Geometrie und der Differential- und Integralrechnung geläufig sind, möglich sein dürfte, dem Gedankengange des Autors zu folgen. Geographen sowohl, wie auch den Mathematikern, die sich mit höherer Geodäsie und Kartographie beschäftigen wollen, wird mit dieser Monographie sehr gedient sein.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 3. März 1905.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich: Dr. Johannes Brode für physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe, Dr. Alfred Byk für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule zu Berlin, Dr. J. Dalmont für Elektrotechnik an der Universität Freiburg i. d. Schweiz, Dr. J. Straus für Chemie an der Universität Strassburg.

Es wurden berufen: Dr. J. Zenneck von Strassburg als Dozent der Physik an die Technische Hochschule zu Danzig, Prof. Dr. W. König von Greifswald als ord. Professor und Direktor des physikalischen Institutes an die Universität Giessen, Prof. Dr. M. Disteli von Strassburg als ord. Prof. der Mathematik an die Technische Hochschule zu Dresden.

Es wurde ernannt: Dr. Ernst Orloch zum Professor und Mitglied der Physikal.-technischen Reichsanstalt.

Es starb: Privatdozent Dr. Eugen Englisch in Stuttgart.

Gesuche.

Promovierter Physiker **sucht**

Assistentenstelle

vom 15. April an. — Offerten unter No. **192** an die Expedition dieser Zeitschrift erbeten.

Gesucht zum Sommer-Semester für das Physikalische Kabinet Königsberg ein

promovierter Physiker.

Offerten mit Studiengang, Zeugnisabschriften u. s. w. sind zu richten an

Prof. Dr. **G. C. Schmidt, Königsberg Pr.**
Physikal. Kabinet der Universität.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.